

High quality cation-disorder $\text{MgAl}_2\text{O}_4(001)$ -based magnetic tunnel junctions deposited by a direct sputtering technique

Mohamed Belmoubarik, Hiroaki Sukegawa, Tadakatsu Ohkubo, Seiji Mitani, and Kazuhiro Hono
(National Institute for Materials Science)

Recently, the capability of MgAl_2O_4 tunnel barrier in magnetic tunnel junctions (MTJs) has been investigated for future non-volatile magnetoresistive memory applications. To date, large tunnel magnetoresistance (TMR) ratios exceeding 300% at room temperature (RT) were achieved in MgAl_2O_4 -MTJs using a post-oxidation of an Mg-Al alloy layer [1]. However, the chemical inhomogeneity and interface roughness of the post-oxidized MgAl_2O_4 barriers have hindered the achievement of large TMR ratios for thinner barriers. In this study, we report very flat MgAl_2O_4 barrier interfaces with few misfit dislocations in Fe/ MgAl_2O_4 /Fe MTJs prepared by direct sputtering of a sintered MgAl_2O_4 target [2].

The MTJs with the following structure were prepared using a magnetron sputtering system: $\text{MgO}(001)$ substrate/Cr (40)/Fe (100)/MgAl/MgAl $_2$ O $_4$ /Fe (7)/IrMn (12)/Ru (10), units in nm. The MgAl_2O_4 barrier was deposited using RF sputtering and was subsequently post-annealed at

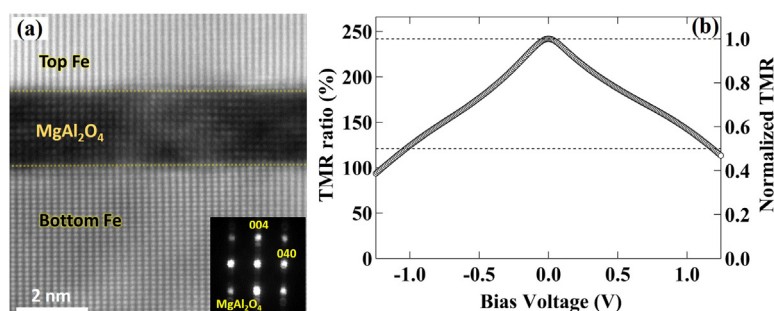


Fig. 1. (a) ADF-STEM image of an Fe/ MgAl_2O_4 (2.10 nm)/Fe MTJ. (b) Bias voltage dependence of TMR ratio of an Fe/ MgAl_2O_4 (1.86 nm)/Fe MTJ at RT. Inset of (a) is the NBD pattern of the barrier.

500°C to improve the crystalline quality. The ultra-thin MgAl layer was inserted to tune the interface state. An annular dark-field scanning transmission electron microscopy (ADF-STEM) image shows the excellent quality of the barrier and perfect lattice-matched interfaces with the Fe electrodes (Fig. 1 (a)). The formation of the cation-disorder MgAl_2O_4 structure needed for high TMR ratios [1] was confirmed by the nano-electron beam diffraction (NBD) (inset of Fig. 1 (a)). A large TMR ratio of 245% at RT was observed, which exceeds those of epitaxial Fe/MgO/Fe (~180%) [3] and Fe/post-oxidized MgAl_2O_4 /Fe (~212%) MTJs [4], and reflected the coherent tunneling through the half-metallic Fe- Δ_1 band. The bias voltage dependence of TMR (Fig. 1 (b)) shows that the TMR drops to the half of its zero-bias value at +1.2 V and -1.0 V, which are about two times larger than that of the MgO-based MTJs [5] and is similar to the post-oxidized MgAl_2O_4 -based MTJs [4]. This is attributed to the high quality of the MgAl_2O_4 barrier with few misfit dislocations due to the perfect lattice matching with an Fe electrode. These results reveal that the direct sputtering is an alternative way for achieving high performance spinel barrier-based MTJs with uniform thin MgAl_2O_4 tunnel barriers. This work was partly supported by IMPACT Program of Council for Science, Technology and Innovation.

References: [1] H. Sukegawa *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 184401 (2012). [2] M. Belmoubarik *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 132404 (2016). [3] S. Yuasa *et al.*, Nat. Mater. **3**, 868 (2004). [4] H. Sukegawa *et al.*, Appl. Phys. Lett. **105**, 092403 (2014). [5] W. Wang *et al.*, Appl. Phys. Lett. **95**, 182502 (2009).

半導体 GaO_x 障壁層を有する全単結晶トンネル磁気抵抗素子における 高磁気抵抗変化率

松尾紀宏^{*,**}、土公尚樹^{*,**}、高田哲朗^{*}、N. Krishna^{*}、安川雪子^{**}、齋藤秀和^{*}、湯浅新治^{*}
(*産業技術総合研究所 スピントロニクス研究センター、**千葉工業大学)

High magnetoresistance in fully epitaxial magnetic tunnel junctions with a semiconductor GaO_x barrier
N. Matsuo^{*,**}, N. Doko^{*,**}, T. Takada^{*}, N. Kurishna^{*}, Y. Yasukawa^{**}, H. Saito^{*}, and S. Yuasa^{*}
(*AIST Spintronics Research Center, **Chiba Institute of Technology)

はじめに

スピン依存伝導に由来する磁気抵抗 (MR) 効果は、スピン電界効果トランジスタ (スピン FET) の重要な動作原理の一つである。しかしながら、通常の FET と同じ横型構造を用いた従来研究では、MR 比は室温で 0.1% 以下に留まっており、実用化に向けた大きな課題となっている。最近、金木らは高 MR 比の観点から (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As 磁気トンネル接合 (MTJ) をベースとした縦型スピン FET を作製し、ゲート電圧と磁化配置に依存した出力電流の変調を極低温で観測した[1]。室温動作のためには、通常の 3d 磁性金属を電極として利用する必要があるため、新たに半導体障壁層材料を開発する必要がある。本研究では、近年 FET のチャンネル材料として注目されている酸化ガリウム (GaO_x) を障壁層に用いた全単結晶 MTJ の開発を行った。

実験方法

膜試料は分子線エピタキシー法により $\text{MgO}(001)$ 基板上に作製された。MTJ 構造は $\text{Au}(20 \text{ nm})/\text{Co}(10 \text{ nm})/\text{Fe}(5 \text{ nm})/\text{GaO}_x(1.2\text{-}2.6 \text{ nm})/\text{MgO}(0.4 \text{ nm})/\text{Fe}(30 \text{ nm})$ である。ここで、 MgO 層は拡散防止層である。単結晶 GaO_x 膜は、蒸着直後のアモルファス膜を酸素雰囲気中アニール (500°C 、 1.0×10^{-7} Torr) することにより得られた。

実験結果

走査型透過電子顕微鏡像 (図 1) および電子線ナノ回折像解析より、各層の結晶方位関係は、上部 $\text{Fe}(001)[110] \parallel \text{GaO}_x(001)[100] \parallel \text{MgO}(001)[100] \parallel$ 下部 $\text{Fe}(001)[110]$ であり、また、 GaO_x は立方晶スピネル型結晶構造を有することが明らかとなった。図 2 に典型的な MR 曲線を示す。MR 比は室温 (20 K) で 94% (125%) に達し、結晶化のためのアニール未実施の素子で観測された値 (室温 : 34%、20 K : 50%) から顕著に増大した。単結晶 MTJ で観測された MR 比はバルク Fe のスピン偏極率から予想される値を大きく上回ることから、観測された高 MR 比は、 $\text{MgO}[2]$ および $\text{MgAlO}[3]$ 障壁層を有する MTJ と同様にスピン偏極電子のコヒーレント・トンネリングに起因することが強く示唆される。本研究結果は、室温動作可能な縦型スピン FET 実現に繋がる成果である。

謝辞

本研究は革新的研究開発プログラム (ImPACT) の支援を受けた。

参考文献

- [1] T. Kanaki, *et al*, Appl. Phys. Lett. **107**, 242401 (2015).
- [2] S. Yuasa, *et al*, Nature Mater. **3**, 868 (2004).
- [3] H. Sukegawa, *et al*, Appl. Phys. Lett. **103**, 142409 (2010).

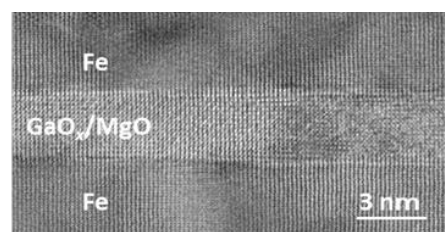


Fig.1 Cross-sectional bright-field scanning transmission electron microscopy image of the MTJ.

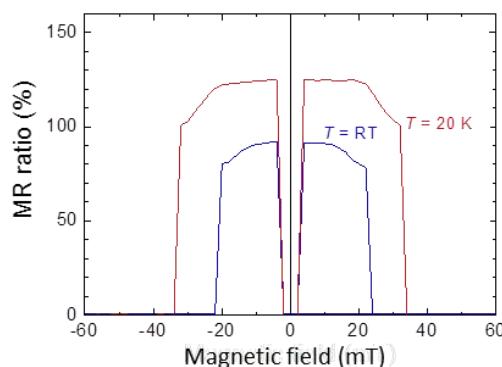


Fig.2 Magnetoresistance curves of the MTJ at 20 K and room temperature.

Magnetic junctions using a $\text{Cu}(\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2})\text{Se}_2$ semiconductor spacer and $\text{Co}_2\text{Fe}(\text{Ga}_{0.5}\text{Ge}_{0.5})$ electrodes for low-resistance devices

K. Mukaiyama¹, S. Kasai^{1,2}, Y. K. Takahashi¹, P.-H. Cheng^{1,3}, Ikhtiar^{1,3}, T. Ohkubo¹, K. Kondou², Y. Otani^{2,4},
S. Mitani^{1,3}, and K. Hono^{1,3}

1) National Institute for Materials Science (NIMS), 1-2-1 Sengen, Tsukuba 305-0047

2) Center for Emergent Matter Science, RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako 351-0198

3) Graduate School of Pure and Applied Sciences, University of Tsukuba, 1-1-1 Tennodai, Tsukuba 305-8577

4) Institute for Solid State Physics, University of Tokyo, 5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa 277-8581

The discovery of large magnetoresistance (MR) effect for the magnetic tunnel junctions (MTJs) using a MgO barrier¹⁾ and the current-perpendicular-to-plane giant magnetoresistance (CPP-GMR) devices using Heusler alloy ferromagnetic electrodes²⁾ enabled us to design the high-performance devices such as a read head sensor of the hard disk drive (HDD) over 2 Tbit/in² and a spin transfer torque magnetic random access memory (STT-MRAM) over gigabit class. For these applications, it is required to improve the MR ratio within an intermediate range of resistance-area-product (RA) from 0.1 to 1 $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$. Therefore, many attempts have been made to reduce the RA values of MR devices, such as the optimization of deposition conditions of ultrathin MgO barriers in MTJs¹⁾ and the investigation of new metallic spacers in CPP-GMR devices³⁾. Another approach is to use a semiconducting spacer because semiconductors have smaller band gaps than the MgO (~ 7.8 eV). However, no promising results have been reported so far by using compound semiconductor spacers⁴⁾. In this study, we focused on $\text{Cu}(\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2})\text{Se}_2$ (hereafter, CIGS) compound semiconductor as a semiconductor spacer (or a barrier), the band gap of which ranges from 1.0 - 1.7 eV, having a good lattice matching with the Heusler alloys such as $\text{Co}_2\text{Fe}(\text{Ga}_{0.5}\text{Ge}_{0.5})$ (CFGG).

A film consisting of Ru(8)/Ag(5)/CFGG(10)/CIGS(2)/CFGG(10)/Ag(100)/Cr(10) (unit :nm) was deposited on a MgO (001) substrate by magnetron sputtering. After ex-situ annealing at 300°C, the film was patterned into pillars with ellipsoidal shape ($0.3 \times 0.1 \mu\text{m}^2$) by means of electron beam lithography and Ar ion milling. Transport properties were measured by the dc-4-probe method at room temperature.

Fig. 1(a) shows the HAADF-STEM image taken from a CFGG/CIGS/CFGG tri-layer part. A well defined layered and crystalized structure with sharp interfaces is clearly observed. The CFGG and CIGS layers have the epitaxial relationship with $(001)[110]_{\text{CFGG}} // (001)[110]_{\text{CIGS}}$. The CIGS layer was found to have the chalcopyrite structure, which is the low temperature phase. Moreover, the bottom and top CFGG layers were L2₁ and B2 structures, respectively. Fig. 1(b) shows the bias voltage (V_b) dependence of MR ratio and the output voltage ΔV ($= \text{MR ratio} \times V_b$). At $V_b \sim 0$ mV, relatively large MR ratio of 30 % was observed. The RA and ΔRA values were 250 $\text{m}\Omega \cdot \mu\text{m}^2$ and 80 $\text{m}\Omega \cdot \mu\text{m}^2$, respectively. The MR ratio did not decrease obviously with increasing bias voltage. Large ΔV of 22 mV was observed at $V_b = -80$ mV. These results suggest that a CIGS is a promising spacer (or barrier) material for spintronics devices where low RA are required.

This work was partly supported by the ImPACT program.

Reference

- 1) H. Maehara *et al.*, Appl. Phys. Express **4**, 033002 (2011).
- 2) J. W. Jung *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 102408 (2016).
- 3) T. Nakatani *et al.*, Appl. Phys. Express **8**, 093003 (2015).
- 4) J. Moser *et al.*, Appl. Phys. Lett. **89**, 162106 (2006).

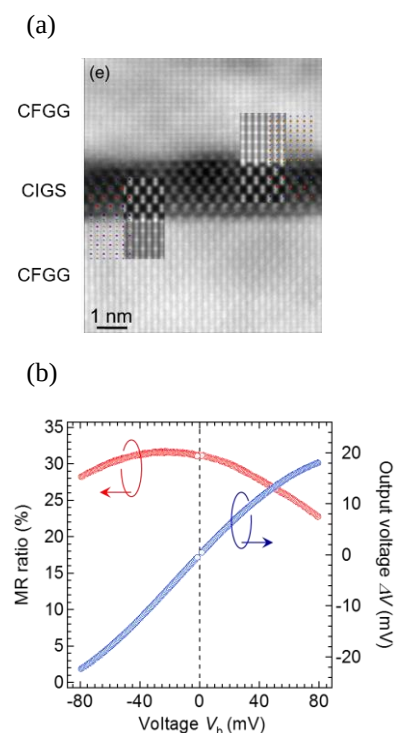


Fig.1(a) HAADF-STEM image of a CFGG/CIGS/CFGG film and (b) bias voltage dependence of MR ratio and output voltage (ΔV)

Mg_{1-x}Ti_xO-based magnetic tunnel junctions with CoFeB electrodes

Ikhtiar^{1,2}, P-H. Cheng^{1,2}, S. Kasai¹, T. Ohkubo¹, Y. K. Takahashi¹, T. Furubayashi¹, and K. Hono^{1,2}

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

² Graduate School of Pure and Applied Sciences, University of Tsukuba, Tsukuba 305-8577, Japan

The MgO-based magnetic tunnel junctions (MTJs) are the building blocks in magnetic random access memory (MRAM) [1]. Future development of gigabit-scale MRAM requires perpendicular MTJs with large tunneling magnetoresistance (TMR) ratio and resistance-area product (RA) lower than 10 $\Omega\mu\text{m}^2$ [2], which is very challenging for the MgO barrier considering its large band gap. Here we report on the polycrystalline MTJs using Mg_{1-x}Ti_xO ($x = 0.05$ and 0.1) barriers that were found to show comparable TMR ratio to that of MgO-based MTJs, especially at low RA, and have relatively lower barrier heights.

MTJ stacks of Ta(5)/ Ru(10)/ Ta(5)/CoFeB(5)/MgO or Mg_{1-x}Ti_xO (0-1.8)/ CoFeB(4)/ Ta(5)/ Ru (5, in nm) were prepared by using a magnetron sputtering system, with $x = 0.05$, and 0.1. The MTJ devices were fabricated by electron beam lithography, photolithography, and argon-ion milling. The MTJs were then post-annealed at 300°-450°C. The electrical measurements were performed by the four-probe method at room temperature.

The introduction of Ti into MgO was found to reduce the TMR ratio of MTJs for high RA range, as shown in Fig. 1. In general, the TMR ratio was found to monotonically decrease with increasing Ti concentration for the whole range of post-annealing temperature. As the RA decreases below 10 $\Omega\mu\text{m}^2$, the TMR ratio of MgO-based MTJs decreases rapidly and becomes lower than that of Mg_{1-x}Ti_xO-based MTJs (Fig. 2). Detail transmission electron microscopy (TEM) characterization found that a very thin MgO barrier have some pinholes with more dislocations at the interface while a very thin Mg_{1-x}Ti_xO barrier have much less dislocations and atomically sharp interfaces. This result demonstrates the potential of Mg_{1-x}Ti_xO barrier for spintronics applications that need low RA MTJs.

References

- 1) S. Yuasa and D.D. Djayaprawira, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**, R337 (2007).
- 2) S. Yuasa *et al*, *Proc. IEEE Int. Electron Devices Meeting*, 311 (2013)

Acknowledgements

This work was partly supported by IMPACT Program of Council for Science, Technology and Innovation.

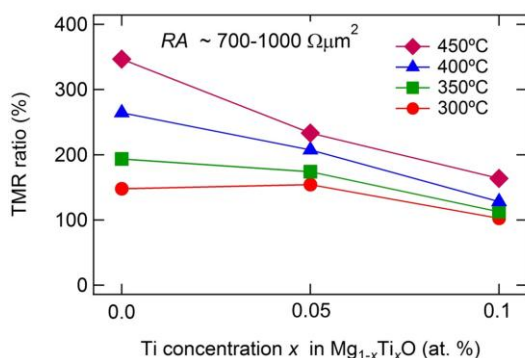


Figure 1. The TMR ratio of MgO and Mg_{1-x}Ti_xO-based MTJs for different post-annealing temperatures.

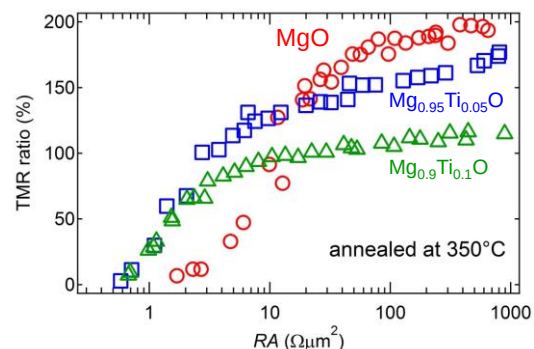


Figure 2. TMR ratio vs RA for MTJs post-annealed at 350°C

Enhancement of spin-dependent interfacial scattering by inserting thin NiAl layer at Co₂Fe(Ge_{0.5}Ga_{0.5})/Ag interface in current-perpendicular-to-plane pseudo spin valves

J. W. Jung¹, Y. Sakuraba¹, T. T. Sasaki¹, Y. Miura^{1,2} and K. Hono¹

¹ National Institute for Materials Science, Tsukuba 305-004, Japan

² Kyoto Institute of Technology, Electrical Engineering and Electronics, Kyoto 606-8585, Japan

All-metallic current-perpendicular-to-plane giant magnetoresistance (CPP-GMR) device have attracted much interest recently for potential applications as magnetic sensors that require low device resistance, e.g., the read sensors of high density hard disk drives. However, the main drawback of the current CPP-GMR devices is their low magnetoresistance (MR) outputs compared with those of tunneling magnetoresistance devices. A possible way to increase the MR output is to use a good band structure matched nonmagnetic (NM) spacer with half-metallic ferromagnetic (FM) layers that can generate a high spin-dependent interfacial scattering. Nakatani *et al.* reported a better band structure matching for the majority of spin electron transmittance at interface between NiAl and the Co₂Fe(Al_{0.5}Si_{0.5}) Heusler alloy compared to that between Ag and the Heusler alloy. However, its short spin diffusion length limited the application as a spacer layer. ¹⁾ In order to overcome the problem of the short diffusion length, we used thin NiAl as a thin insertion layer between the Heusler alloy and spacer layers.

The pseudo spin valve (PSV) films Co₂Fe(Ge_{0.5}Ga_{0.5}) (10 nm)/NiAl (t_{NiAl})/Ag (5 nm)/NiAl (t_{NiAl})/Co₂Fe(Ge_{0.5}Ga_{0.5}) (10 nm) were prepared on Cr (10 nm)/Ag(100 nm) buffer layer that were grown on MgO (100) substrates. The thickness of the NiAl insertion layer (t_{NiAl}) was varied in the range of $0 \leq t_{\text{NiAl}} \leq 2$ nm. Fig. 1 shows the t_{NiAl} dependence of RA , ΔRA , and observed MR ratio (MR_{obs}). We confirmed a monotonic enhancement of the ΔRA and RA with increasing $t_{\text{NiAl}} \leq 0.8$ nm. However, the insertion of the NiAl layers with $t_{\text{NiAl}} \geq 1$ nm did not improve the MR output due to their short spin diffusion length. Interestingly, the insertion of 0.21 nm-thick NiAl layers at Co₂Fe(Ge_{0.5}Ga_{0.5})/Ag interfaces effectively improved the MR output. The highest ΔRA and MR ratio of 31 mΩ μm² and 82% at room temperature and 78 mΩ μm² and 285% at 10 K were obtained.²⁾ These values are 2-3 times higher than those without NiAl insertion. Therefore, the Co₂Fe(Ge_{0.5}Ga_{0.5})/NiAl interface proposed here is expected to have a much improved spin-dependent interfacial scattering, yielding a high MR output.

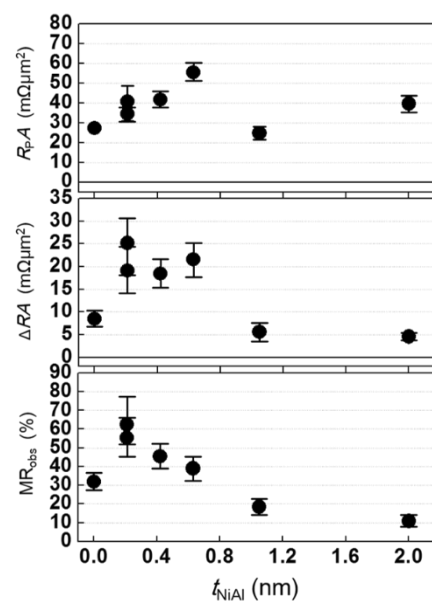


Fig. 1. The t_{NiAl} dependence of RA , ΔRA , and observed MR ratio (MR_{obs}).

Reference

- 1) T. M. Nakatani. *Spin-dependent scattering in CPP-GMR using Heusler alloy and the selection of the spacer material*. Ph. D. Thesis. University of Tsukuba (2011).
- 2) Jung *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 102408 (2016).

Realization of high quality epitaxial current-perpendicular-to-plane giant magnetoresistive pseudo spin-valves on Si(001) wafer using NiAl buffer layer

Jiamin Chen^{1,2}, J. Liu², Y. Sakuraba², H. Sukegawa², S. Li² and K. Hono^{2,1}

¹University of Tsukuba, ²National Institute for Materials Science

Introduction

Spintronics is one of the research fields that have rapidly developed in these two decades. However, only a few applications reached to the practical level so far, i.e. there is still large gap between fundamental studies and practical applications in spintronics field. Although many previous studies on epitaxial current-perpendicular-to-plane giant magnetoresistive (CPP-GMR) devices reported excellent device performances, they are always regarded as fundamental studies because impractical MgO single crystalline substrate is needed. In this study, we report to use NiAl buffer layer as a template for the integration of epitaxial CPP-GMR devices on a Si(001) single crystalline substrate. We confirmed by a careful microstructure analysis that the epitaxial CPP-GMR devices with half-metallic $\text{Co}_2\text{FeGa}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$ (CFGG) Heusler electrode grown on the buffered Si(001) substrate have a very flat and sharp interface structures. Excellent MR output that is comparable with the devices grown on an MgO(001) substrate were clearly observed in the device on Si substrate, demonstrating the possibility of epitaxial spintronic devices with NiAl template for practical applications.¹

Experiment detail

A fully epitaxial multi-layer stack of NiAl(50)/Ag(50)/CFGG(10)/Ag(5)/CFGG(10)/Ag(5)/Ru(8) (thickness in nm) was deposited onto Si(001) single-crystalline substrates using the ultrahigh vacuum magnetron sputtering system. Crystal structure, surface roughness, magneto-resistance property and microstructure were analysed by XRD, RHEED, AFM, direct current four-probe method and TEM, respectively.

Experiment result

Figure 1 shows the stacking structure of multilayer for the whole CPP-GMR devices and the RHEED patterns for each layer. The sharp streaks in RHEED patterns for each layer demonstrate a nice epitaxial growth of CPP-GMR devices on a Si(001) single-crystalline substrate using NiAl as a buffer material. The epitaxial relationship of Si(001)[110]/NiAl(001)[110]/Ag(001)[100]/CFGG(001)[110] can be confirmed for all the layers. The usage of NiAl buffer layer successfully overcomes the difficulty of growing high quality epitaxial ferromagnetic (FM) films on Si.

Figure 2 summarizes the MR outputs of resistance change-area product (ΔRA) for the epitaxial CPP-GMR devices grown on a Si(001) substrate (red stars) as a function of annealing temperature. High magnetoresistive ratio over 27% was achieved using the CFGG Heusler alloy as ferromagnetic layers. It is important to point out that for the post-annealing temperature up to 400°C, our CPP-GMR devices grown on a Si(001) substrate presents comparable MR outputs with those grown on an MgO(001) substrate. This means we can replace the expansive impractical MgO substrate with the Si substrate to achieve high performance epitaxial CPP-GMR devices for practical sensor applications, which is a great breakthrough. More importantly, by combining this epitaxial Si/NiAl template with the wafer bonding technique,³ various types of spintronic devices such as CPP-GMR, magnetic tunnel junctions, spin-field-effect transistors and lateral spin valves can be grown on a Si substrate and easily attached to other integrated circuits or magnetic shield layers, which is promising for next-generation spintronic applications based on epitaxial devices.

References

1. J. Chen *et al.*, APL Mater. **4**, 056104 (2016).
2. Y. Du *et al.*, Appl. Phys. Lett. **103**, 202401 (2013).
3. H. Takagi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **68**, 2222 (1996).

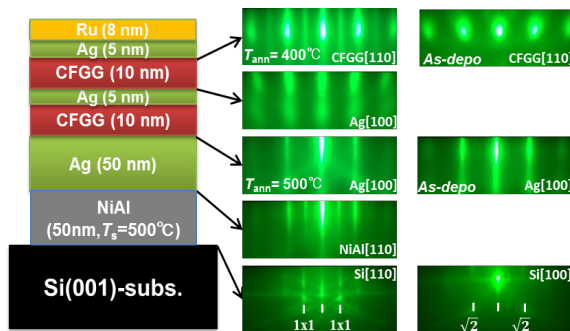


Fig.1 Structure illustration of whole CPP-GMR film stack and corresponding RHEED patterns for each layer.

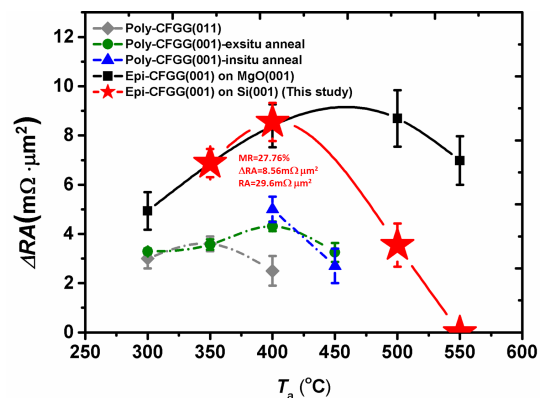


Fig.2 Annealing temperature dependence of ΔRA for various CPP-GMR devices.²

Fabrication of a reversal stacking of a magnetic tunnel junction by wafer bonding and thinning technique

K. Yakushiji¹, A. Sugihara¹, H. Takagi², Y. Kurashima², N. Watanabe³, K. Kikuchi³,
M. Aoyagi³, and S. Yuasa¹

¹ Spintronics Research Center, AIST, Tsukuba 305-8568

² Research Center for Ubiquitous MEMS and Micro Engineering, AIST, Tsukuba 305-8564

³ Nanoelectronics Research Institute, AIST, Tsukuba 305-8560

An MgO-based magnetic tunnel junction (MTJ) [1] is a promising candidate for use as a memory cell in spin-transfer-torque (STT) switching-type magnetoresistive random access memory (STT-MRAM). Although, our achievements have satisfied the requirements for the 30 nm generation by employing perpendicularly magnetized MTJs (p-MTJs) [2], developing a higher scalability still be an urgent issue for moving STT-MRAM on to a further generation where no one has yet practically achieved. So far, a lot of lab-level studies were made to obtain high perpendicular magnetic anisotropy (PMA) in an epitaxial film. Thanks to the high quality of the epitaxial systems, some of them such as $L1_0$ -ordered film exhibited substantially high PMA which satisfies requirements even for 1X nm generation. However, such an epitaxial under-layer is unrealistic in the STT-MRAM process because a conventional CMOS integrated wafer does not have any preferable crystal orientation. Our aim is to overcome this dilemma and merge an epitaxial film into a CMOS integrated STT-MRAM stack. In order to realize it, here we propose a new process by utilizing wafer-bonding and -sliming techniques. This process would enable us to develop an epitaxial film and a CMOS wafer individually for the benefit of the higher PMA in a film and resulting scalability in STT-MRAM. In this study, as an introductory step, we attempt these techniques for the poly-crystal film stacks. The purpose is to optimize the bonding conditions in terms of the stacking structure and the film materials.

Thin films were deposited at room temperature using a manufacturing-type sputtering apparatus (Canon-Anelva C-7100) on an 8 or 6 inches silicon wafer. Some of the MTJ samples were post-annealed at 1 hour. A wafer-bonding process was carried out at room temperature in a multi-chamber apparatus where tools for the bonding and the surface etching were equipped. In the apparatus, first the surfaces of the wafers were etched by Ar fast atom beam milling, subsequently the surfaces were put together with applying a load up to 200 kN. A wafer-thinning process was applied for as-bonded wafers. First, a coarse thinning for one back-side of the as-bonded wafers was mechanically done using grinding wheel. Then a chemical mechanical polishing was performed to remove damaged Si layer. When the rest of the wafer became 10 micron or thinner, the sample was dipped in silicon anisotropic etchant as a wet-etching process until the film element fully exposed.

In the first lot, we prepared two types of electrode stacks and applied the bonding and the thinning techniques to them. The film stacking structures are as follows: [A] Si/Si-O wafer / Ta (5 nm) / Cu-N (15 nm) / Ru (5 nm) / Ta (5 nm) / Ru-cap (20 nm). [B] Si wafer / Ta (50 nm) / Cu-N (15 nm) / Ru (5 nm) / Ta (5 nm) / Ru-cap (20 nm). For both A and B samples, the thickness of the Ru-cap was relatively thick to be 20 nm for the purpose to obtain a margin during the pre-etching (typically etching depth is 3-5 nm) in the bonding process. We planned to carry out the thinning process for the back-side of sample-B, so the thickness of the Ta buffer layer in sample-B was 10 times thicker than that of sample-A also for the margin in the final step of the thinning process. Furthermore, for the reason of the anisotropic wet-etching which does not prefer an oxide element, a bare Si wafer was employed for sample-B which was the thinning side. Figure 1 (a) and (b) show a supersonic microscopy image for the as-bonded sample and a snap of the final state of the sample, respectively. The supersonic microscopy image in (a) revealed that some part of the area were not bonded as shown in the bright contrast. It can be caused by a particle element which initially exists on a surface of a wafer. Then the photo image after thinning process in (b) reflects the result of the microscopy observation, and suggests the exposure of other layer such as Ru and Si-O besides Ta. Furthermore, peeled-like areas were seriously visible

periphery of the wafer, probably due to a scratch by contacting the wafer-mask during the film deposition process.

In the second lot, we prepared an MTJ and an electrode stack with Ta-capping as follows: [C] Si/Si-O wafer / Ta (5 nm) / Cu-N (10 nm) / Ta-cap (10 nm). [D] Si wafer / Ta (5 nm) / MTJ stack / Ta-cap (10 nm). In this series, we utilized Ta cap layers for both the samples for the comparison with Ru-capping. Figure 2 shows a cross-sectional TEM image of the bonded sample after post-annealing. It suggested that wafers were successfully bonded each other thanks to the Ta cap layers. Although some nanometer-size voids are visible at the bonding interface as bright contrasts, the frequency of them is much reduced compared to that with Ru-capping. The image also revealed that the in-plane-MTJ stack was totally remained without having an impact form a load during the bonding process. We also carried out the whole process to p-MTJ stacks [3]. Thanks to the improved pre-bonding process and the better surface smoothness for wafers, the interface showed nearly perfect bonding without any voids. Furthermore, the magnetoresistive properties (MR ratio and RA-product) and the anti-ferro coupling field of the reference layer were basically the same as the initial wafer. We confirmed that there was no deterioration in the final structure of a p-MTJ after bonding and sliming process.

In summary, we attempted wafer bonding and thinning process to the film stacks of electrodes and MTJs, and obtained the processed samples with a highly bonded interface. Finally, we successfully fabricated high quality reversal stacks of p-MTJs that showed no deterioration of the MR/RA performance.

This work was supported by the ImPACT Program of the Council for Science, Technology and Innovation.

Reference

- [1] S. Yuasa et al., Nature Mater. **3** (2004) 868.
- [2] H. Yoda et al., Curr. Appl. Phys. **10** (2010) E87.
- [3] K. Yakushiji et al., Appl. Phys. Express **8** (2015) 083003.

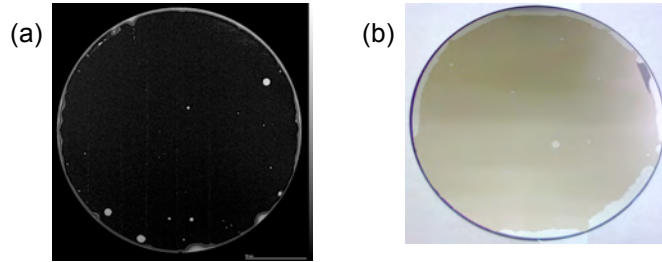


Fig.1 (a) Supersonic microscopy image of the as-bonded sample [A&B]. (b) Photo image of the sample [A&B] after thinning process.

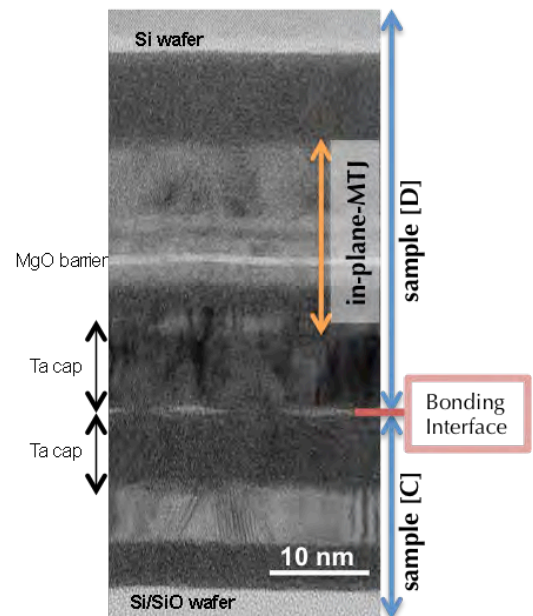


Fig.2 TEM image of an sample [C&D] after bonding process.

Germanium spintronics developed by semiconductor technologies

K. Hamaya

Graduate School of Engineering Science, Osaka University, Toyonaka, 560-8531, Japan

Because of high intrinsic electron and hole mobility, germanium (Ge) is promising for a new channel material in next-generation complementary metal oxide semiconductor (CMOS) transistors. Recently, the operation of Ge-CMOS transistors was reported at last.¹⁾

Up to now, we have focused on the integration of spintronic technologies with Ge by using novel crystal growth techniques.²⁾ First of all, high-quality Heusler-alloy films were grown by molecular beam epitaxy at room temperature.³⁾ Next, a newly developed delta-doping method was utilized for achieving electrical spin injection and detection.⁴⁾ Using Ge-based lateral spin-valve (LSV) devices with a heavily doped transport layer ($\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), we clearly detected spin transport and obtained relatively short spin diffusion lengths of $\sim 800 \text{ nm}$ at low temperatures.⁵⁾ Finally, for Ge-based spin-based MOSFET, gate-stack structures were developed only by low-temperature fabrication processes.⁶⁾ Despite a process less than 300°C , the $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GeO}_2$ structures can operate as a gate-stack for a Ge spin-MOSFET structure. We would like to simultaneously utilize the techniques of the spin injection/detection and of the gate-stack fabrication in a single device structure.

The author appreciates good collaboration research with H. Nakashima, K. Sawano, A. Hirohata, V. Lazarov, S. Yamada, M. Yamada, and Y. Fujita. This work was partly supported by ImPACT from Cabinet Office of the Government of Japan, and Grant-in-Aid for Scientific Research (A) (No. 25246020 and 16H02333) from JSPS.

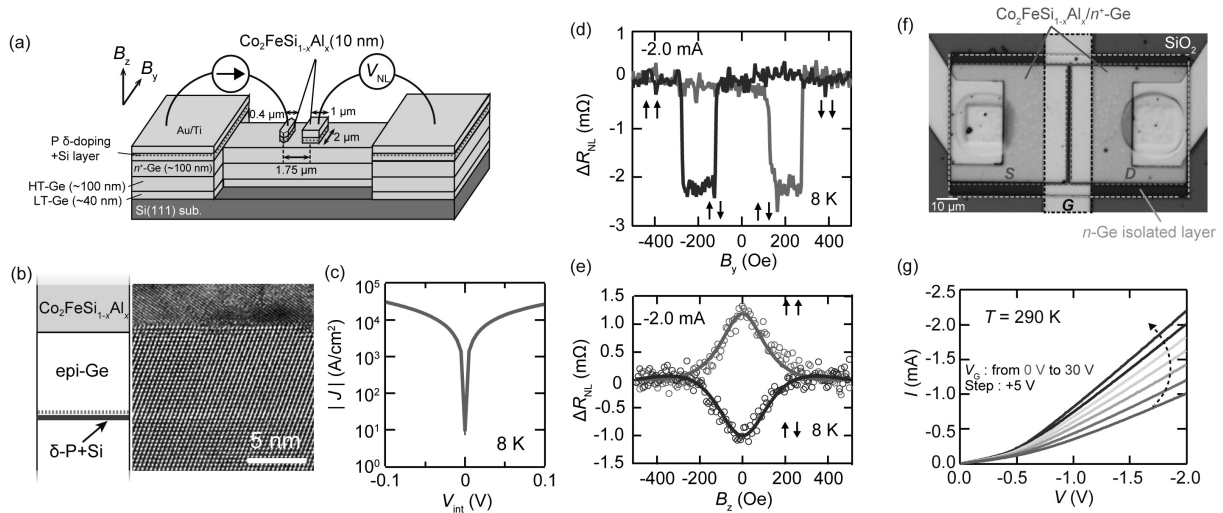


Fig.1 (a) Schematic of a Ge-based LSV with Heusler-alloy spin injector and detector. (b) TEM image of the delta-doped P layer with Si near the Heusler/Ge heterointerface. (c) J - V characteristic of the Heusler/Ge Schottky tunnel contact (d) Nonlocal spin signal at 8 K. (e) Hanle-effect curve at 8 K. (f) Top-view of the fabricated Ge-spin MOSFET structure. (g) I - V characteristics with gate-voltage applications.

Reference

- 1) H. Wu et al., 2014 International Electron Devices Meeting (IEDM).
- 2) K. Kasahara et al., Appl. Phys. Exp. **7**, 033002 (2014).
- 3) S. Yamada et al., Appl. Phys. Lett. **105**, 071601 (2014).
- 4) M. Yamada et al., Appl. Phys. Lett. **107**, 132101 (2015).
- 5) Y. Fujita et al., (submitted).
- 6) Y. Fujita et al., Jpn. J. Appl. Phys. **55**, 063001 (2016).

Co₂FeSi/MgO/*n*⁺-SOI デバイスの室温スピン信号

石川瑞恵^{1,2}、ティワリアジャイ¹、杉山英行¹、井口智明¹、浜屋宏平²、手束展規³、斉藤好昭¹
(¹株式会社東芝研開セ、²大阪大学基礎工、³東北大学工)

Room-temperature spin accumulation and transport signals in Co₂FeSi/MgO/*n*⁺-SOI devices

M. Ishikawa, A. Tiwari, H. Sugiyama, T. Inokuchi, K. Hamaya*, N. Tezuka** and Y. Saito

(Toshiba Corporate R&D Center., *Osaka Univ., **Tohoku Univ.)

はじめに

再構成可能な論理回路や不揮発メモリへの応用が期待されるスピン MOSFET [1]を実現するためには、室温スピン信号の増大が必要不可欠である。これまで我々は Si 中でのスピン蓄積やスピン伝導を評価し[2-6]、強磁性電極のスピン分極率や MgO バリア/SOI 界面のラフネスがスピン信号に影響することを見出ししてきた。今回我々はこれまでの知見をもとに、ホイスラー合金 Co₂FeSi/MgO/*n*⁺-Si on insulator (SOI) 接合において大きな室温スピン信号を観測したためその内容を報告する。

実験方法

リンを高濃度にドーブした 3inch の SOI 基板を真空中で 600°C に加熱後、基板を冷却した後にマグネトロンスパッタ法により Mg 層(0.6nm)を形成し、電子線蒸着法による MgO 層をウェッジ状に成膜した[7]。その後、マグネトロンスパッタ法により Co₂FeSi 層(15nm)及び Ru-cap 層(7nm)を成膜した。なお基板加熱及び成膜は全て真空一貫で行った。図 1 に SOI 基板表面の In-situ 反射高速電子回折(RHEED) 像の結果を示す。600°C 加熱した SOI 基板表面は、Si(2×1)洗浄表面となっていることがわかる。また、600°C の加熱処理により SOI 基板表面のラフネスが低減していることを X 線底角反射率法、断面 TEM により確認している。この SOI 基板上に成膜した MgO 層及び Co₂FeSi 層はいずれも図 1. に示すようにエピタキシャル成長していた。成膜後、リソグラフィー、RIE(Reactive ion etching)、Ar イオンミリングを用いて電極を加工し、MgO 膜厚の異なる試料を一度に作製し、3 端子及び 4 端子 Hanle, Nonlocal-MR 信号のスピン信号を室温において測定した。さらに室温スピン信号のアニール温度依存性を評価した。

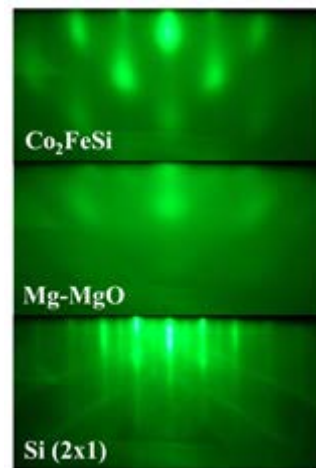


図 1. 各層での RHEED 像

結果および考察

図 2 に典型的な室温での 4 端子 Hanle 信号の結果を示す(アニール温度 325°C)。図 2 のスピン信号をフィッティング[8]した結果、41%の比較的大きなスピン分極率が得られた。これは同様に室温において測定した 3 端子 Hanle 信号から得られたスピン分極率とはほぼ同じ値であることを確認している。当日は、これらの室温スピン信号を詳細に解析した結果とアニール温度依存性について議論する予定である。

本研究の一部は、革新的研究開発推進プログラム(ImPACT)及び科学研究費補助金の支援を受けて行ったものである。

参考文献

- [1] S. Sugahara and M. Tanaka, Appl. Phys. Lett., **84**, 2307 (2004). [2] M. Ishikawa, *et al.*, J. Appl. Phys., **114**, 243904 (2013). [3] Y. Saito, *et al.*, J. Appl. Phys. **115**, 17C514 (2014). [4] M. Ishikawa, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **107**, 092402 (2015). [5] Y. Saito, *et al.*, J. Appl. Phys. **117**, 17C707 (2015). [6] T. Inokuchi, *et al.*, Appl. Phys. Lett., **105**, 232401 (2014). [7] H. Sugiyama, *et al.*, Solid State Commun. **190**, 49 (2014). [8] F. J. Jedema, *et al.*, Nature **416**, 713 (2002).

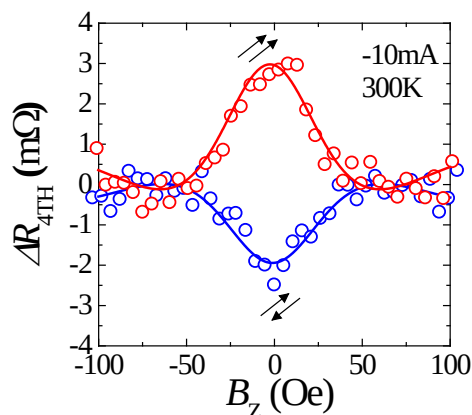


図 2. 室温での 4 端子 Hanle 信号

Co₂(FeMn)Si ホイスラー合金を用いた Ge へのスピン注入

大兼幹彦¹、小池剛央¹、小野敦央¹、高田哲朗²、齋藤秀和²、安藤康夫¹

(1 東北大学、2 産業技術総合研究所)

Spin injection into Ge using Co₂(FeMn)Si Heusler alloy

M. Oogane¹, T. Koike¹, A. Ono¹, T. Takada², H. Saito² and Y. Ando¹

(1Tohoku University, 2AIST)

背景

半導体へのスピン注入技術は急速に進展している一方で、室温におけるスピン注入信号は未だ小さいのが現状である。スピン信号を増大させるために、ハーフメタル材料を用いることは有望な手段の一つである。我々は、ハーフメタル材料として Co 基のホイスラー合金に着目し大きな磁気抵抗効果を観測することに成功してきた。さらに、高品質なホイスラー合金薄膜を半導体上に作製するための技術開発も進めている。本研究では、 δ ドープした n 型 Ge 基板上に Co₂(FeMn)Si (CFMS) ホイスラー合金を電極としたスピン注入素子を作製し、そのスピン注入信号について系統的に調べた。

実験方法

超高真空マグネトロンスパッタ法を用いて、 δ ドープ Ge 基板上に Mg(0.8)/MgO(0.75)/CFMS(30)/Ta(5) (単位: nm) の多層膜を作製した。極薄の Mg 膜は Ge/MgO 界面状態を改善し、MgO および CFMS 層を高品質化するために挿入している。スピン注入素子は、フォトリソグラフィおよび Ar ミリングを用いて作製した。素子構造は Fig. 1 に示す通りであり、3 端子ハンル効果を 10 K において測定した。

実験結果

Fig. 2 に観測したハンル信号の印加電流依存性を示す。信号には複数のピークが重畳しており、いくつかのスピン緩和過程が存在していることが示唆される。また、信号形状は印加電流に対して劇的に変化した。このような複雑なハンル効果の振舞いは先行研究でも観測例がほぼ皆無であり、非常に興味深い。観測されたハンル信号のメカニズムを明らかにすることで、スピン注入信号を増大させるための指針が得られると考えられ、講演にて議論する。

謝辞

本研究は ImPACT プログラム (プログラムマネージャー: 佐橋政司) および科学研究費補助金基盤 S (No.24226001) の支援により行われた。

参考文献

- 1) Y. Sakuraba *et al.*, Appl. Phys. Lett. **89** (2006) 052508.
- 2) S. J. Hashemifar *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 026602.

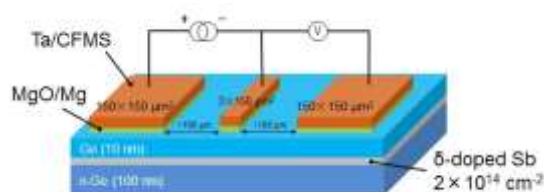


Fig. 1 作製した素子構造

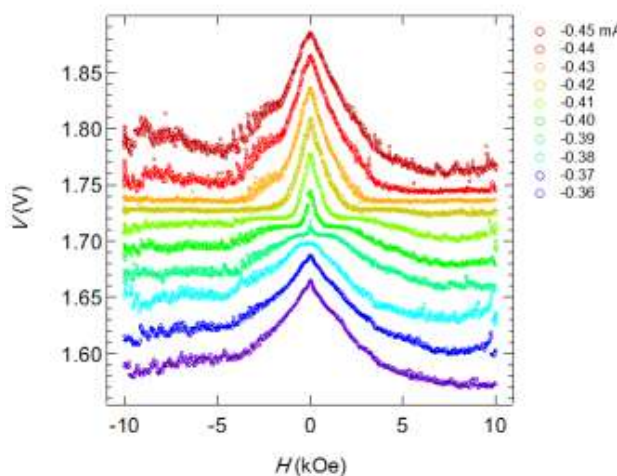


Fig. 2 スピン注入信号の印加電流依存性

5d 遷移金属単原子層による Fe および Co 表面における 磁気異方性の電界変調増強

辻川 雅人^{1,2}, 白井 正文^{1,2}
(東北大通研¹, 東北大 CSRN²)

Enhancement of electric-field modulation of the magnetic anisotropy at Fe and Co surfaces covered by
5d transition-metal monolayer

Masahito Tsujikawa^{1,2}, Masafumi Shirai^{1,2}
(¹RIEC, Tohoku Univ., ²CSRN, Tohoku Univ.)

はじめに

巨大な磁気異方性エネルギー(MAE)の電界変調を示す材料の開発は、超低消費電力かつ高速な電圧駆動型のスピントロニクスデバイスを実現する上で重要な課題である。直径 10 nm サイズの素子にて電圧磁化反転を実現するには 1000 fJ/Vm を超える MAE の電界変調率が必要とされる。最近、MgO/Fe/Cr 膜にて 300 fJ/Vm [1]と大きな値も報告されているが、あと数倍大きな効果が必要である。本研究では、巨大な MAE の電界効果を得るために 5d 遷移金属の巨大なスピン軌道相互作用を利用することを考えた。Fe または Co と 5d 遷移金属からなり、巨大な MAE の電界変調率を示す積層構造の理論設計を第一原理計算により行った。

方 法

bcc-Fe(001)および hcp-Co(111)表面を 5d 遷移金属単原子層で覆った Cu/Fe(Co)/TM 膜 (TM = Hf, Ta, W, Os, Ir, Pt, Au) について MAE の電界効果の大きさを系統的に調べた。計算には平面波基底と Projector Augmented Wave 法を用いた第一原理計算コード vasp を用いた[2]。MAE の見積りは force theorem を用いて行った。面内格子定数はそれぞれ bcc Fe (2.86 Å)および hcp Co (2.51 Å)のバルク値に合わせている。MAE の電界変調率 γ の符号は正の場合に表面の電子蓄積に対して垂直磁気異方性エネルギーが低下するように定義した。

結 果

各薄膜の MAE と γ の大きさを Fig. 1 に示す。Fe 表面上では Ta, Os, Ir が、Co 表面上では Hf, W, Ir が 100 fJ/Vm を超える大きな電界効果を示している。これらの膜は MgO の比誘電率を考慮すると MgO との接合構造にて 1000 fJ/Vm を超える電界効果を示すことが期待できる。最も顕著な電界効果が得られた Co/Hf 膜では、表面原子当たり僅か 0.01 個の電子数変化に対して 0.25 meV の MAE 変化が生じる。また、Co/Ir 膜では MAE が 4.5 mJ/m²、 γ が 136 fJ/Vm と垂直磁気異方性エネルギーと電界効果が共に大きな値を示す結果が得られた。講演では大きな MAE の電界変調が得られた起源についても議論する。

謝 辞

本研究は、内閣府 総合科学技術・イノベーション会議により制度設計された革新的研究開発推進プログラム (ImPACT) により、科学技術振興機構を通して委託された。

参考文献

- 1) T. Nozaki *et al.*, Phys. Rev. Appl. **5** (2016) 044006.
- 2) G. Kresse and J. Furthmüller, Vienna *Ab-initio* Simulation Package, University of Wien, 2001.

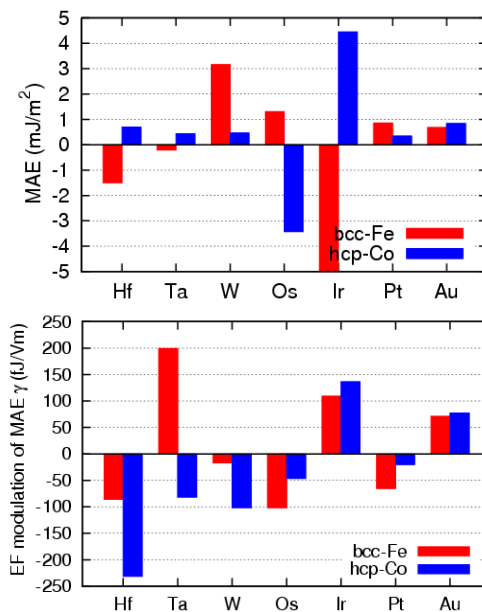


Fig. 1 Magnetic anisotropy energy (MAE; top panel) and the electric-field variation of MAE (bottom panel) in Cu/Fe(Co)/5d transition-metal films.

磁性金属超薄膜における結晶磁気異方性、交換スティフネス、 ジャロシンスキー・守谷相互作用力に対する電界効果

中村浩次、名和憲嗣、秋山亨、伊藤智徳
(三重大工)

Electric field effect on magnetocrystalline anisotropy, exchange stiffness, and Dzyaloshinskii-Moriya
interaction in magnetic metal thin films

K. Nakamura, K. Nawa, T. Akiyama, T. Ito
(Mie Univ)

1. はじめに

磁性金属薄膜に対する電界効果は、結晶磁気異方性エネルギーを始め、キュリー温度、交換バイアス、磁壁移動、磁気緩和、磁気表面波など様々な磁気的性質に対して実験的に観測されてきた。理論的観点からも、第一原理計算を中心に、金属薄膜や絶縁体界面での結晶磁気異方性エネルギーが外部電場印加により変化すること、さらに交換相互作用力やジャロシンスキー・守谷相互作用力も外部電場依存性を示すことが示されている。本発表では、遷移金属超薄膜や希土類金属超薄膜、sp 重金属超薄膜における結晶磁気異方性エネルギーの電界効果に関して、第一原理計算により系統的に調べた結果を報告する。また、交換スティフネス、ジャロシンスキー・守谷相互作用力 (DMI) の電界効果についても検討する。

2. 計算方法

第一原理計算には外部電場を導入した film full-potential linearized augmented plane-wave (film-FLAPW) 法¹⁾を用いた。交換相関ポテンシャルには一般化勾配近似を、希土類金属薄膜の f 軌道にはオンサイトクーロン相互作用+U 補正を施した。結晶磁気異方性エネルギーは磁化が面内と垂直方向に仮定したときのスピン軌道相互作用を考慮した全エネルギーの差から算出し、遷移金属薄膜と sp 重金属薄膜に対してはフォース理論を用いて、希土類薄膜に対してはセルフコンシステントに求めた。交換スティフネス及び DMI の計算にはスピンスパイラル構造の形成エネルギーから見積もった。

3. 結果と考察

結晶磁気異方性に対する電界効果の理解を得るために、まず、フリーステンディング遷移金属単原子層に対して金属元素 (3d, 4d, 5d) を変えて系統的に調べた。なお、バルク 4d, 5d 金属は非磁性体であるが、フリーステンディング単原子層や強磁性体界面では磁化されることを確認した。計算の結果、金属元素のスピン軌道相互作用力の大きさに比例して、磁気異方性エネルギーと電界効果が大きくなることが示唆された。しかし、Fe/MgO(001) 界面にこれらの金属超薄膜を挿入した場合、例えば Pt 単原子層の場合、定性的にはフリーステンディング単原子層モデルの傾向を示したが、定量的には Fe/MgO 理想系の結果に比べて数倍程度以下の増大であった。希土類金属単原子層の場合も、結晶磁気異方性エネルギーは例えば Sm/Fe で Fe/MgO 理想系に比べ3倍程度も大きくなったが、電界効果はほとんどみられなかった。これらの結果から、実用に向けた大きな電界効果を得るためには、スピン軌道相互作用の大きい重金属の利用のみでなく、新しい界面材料の提案が必要であるものと考えられる。また、交換スティフネス及び DMI に対する電界効果に対して、Pt(111) 基板上的 Co 単原子層膜モデルを用いて計算した結果、結晶磁気異方性エネルギーと同様に、両者とも外部電場依存性を示すこと、しかし DMI 定数の外部電場依存性は交換スティフネス定数に比べ1オーダー程度小さい結果となった。発表では、遷移金属超薄膜における交換スティフネスを系統的に調べた結果も報告する。

参考文献

- 1) K. Nakamura et.al, PRB 67,014420 (2003); PRL 102, 187201 (2009); M. Oba et. al.,PRL 114, 107202 (2015).

多結晶ホイスラー合金薄膜 CPP-GMR 素子の作製

中谷友也、李松田、桜庭裕弥、古林孝夫、宝野和博
(物質・材料研究機構)

Fabrication of CPP-GMR devices using poly-crystalline Heusler alloy films
Tomoya Nakatani, Songtian Li, Yuya Sakuraba, Takao Furubayashi, and Kazuhiro Hono
(National Institute for Materials Science)

はじめに

電流面直巨大磁気抵抗 (CPP-GMR) の磁気抵抗特性向上のために、Co 基ホイスラー合金が有効であることが知られている。これまでに室温 50%を超える磁気抵抗 (MR) 比が報告された全ての CPP-GMR 素子は、MgO(001)単結晶基板上に成長させたエピタキシャル薄膜を用いたものであり、高温 (>500 °C) での熱処理が可能であるため、高い L_2 規則が実現され、高いスピン分極率が得られる。一方で、磁気ヘッドなど実用デバイスでは、多結晶薄膜を用いることが必須であり、適用可能な熱処理温度は 300 °C 程度である。そのため、CPP-GMR を用いた磁気ヘッドや磁場センサーの実現には、多結晶薄膜かつ比較的低温熱処理で、高い CPP-GMR 値が得られる材料系およびプロセスの開発が必要である。本研究では、 $\text{Co}_2(\text{Mn,Fe})\text{Ge}$ ホイスラー合金と Ag 系合金のスペーサー層を用いた多結晶 CPP-GMR 素子を作製した。

実験方法

Cu 電極上に、スパッタリングにより擬スピンバルブおよび交換バイアススピンバルブを作製した。擬スピンバルブ薄膜の構造は、 $\text{Ru}(2)/\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}(1)/\text{CoFeBTa}(0-1.2)/\text{Co}_2(\text{Mn,Fe})\text{Ge}(5)/\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}(0.4)/\text{Ag}_{90}\text{Sn}_{10}(4)/\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}(0.4)/\text{Co}_2(\text{Mn,Fe})\text{Ge}(5)/\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}(1)/\text{Ru}(8)$ cap (組成は at. %, 膜厚は nm) である。 $\text{Co}_2(\text{Mn,Fe})\text{Ge}$ の実際の組成は、 $\text{Co}_{51}\text{Mn}_{13}\text{Fe}_8\text{Ge}_{28}$ (at. %)であった。成膜はすべて室温で行い、その後真空中で 300 °C, 3 h の熱処理を行った。AgSn スペーサー中の Sn は、平坦な多結晶薄膜を得るために添加されている[1]。CoFeBTa はアモルファス軟磁性材料であり、下地として用いることによりホイスラー層の規則化を促進し、MR を向上させることが報告されている[2]。

結果

図 1 (a)に擬スピンバルブの磁気抵抗曲線を示す。面積抵抗 (RA) は $30 \text{ m}\Omega \mu\text{m}^2$ 程度、MR 比は 25%であった。図 1 (b)は $\text{Co}_2\text{Fe}(\text{Ge,Ga})$ を用いたエピタキシャル素子[3]における磁気抵抗面積積(ΔRA)–熱処理温度との比較であるが、本研究の多結晶素子は、300 °C 熱処理においては、エピタキシャル素子を超える ΔRA を示す。これは主に、ホイスラー合金に $\text{Co}_2(\text{Mn,Fe})\text{Ge}$ を用いた効果であり、 $\text{Co}_2\text{Fe}(\text{Al,Si})$ 、 $\text{Co}_2\text{Fe}(\text{Ge,Ga})$ [4]、また $\text{Co}_2(\text{Fe,Mn})\text{Si}$ 合金を用いた多結晶素子では芳しい結果は得られていない。X 線回折から、300 °C で熱処理された $\text{Co}_2(\text{Mn,Fe})\text{Ge}$ 膜は B2 構造であることがわかった。

また、積層フェロ構造をもつスピンバルブ素子においても、 $\text{RA} \sim 65 \text{ m}\Omega \mu\text{m}^2$, MR 比 9%と比較的良好な MR 特性が得られた。

以上、 $\text{Co}_2(\text{Mn,Fe})\text{Ge}$ 合金を用いることで、300 °C の熱処理においてエピタキシャル素子以上の CPP-GMR 特性を示す多結晶素子を作製することは可能であり、導電酸化物スペーサーの適用などにより、今後さらなる性能改善が期待される。

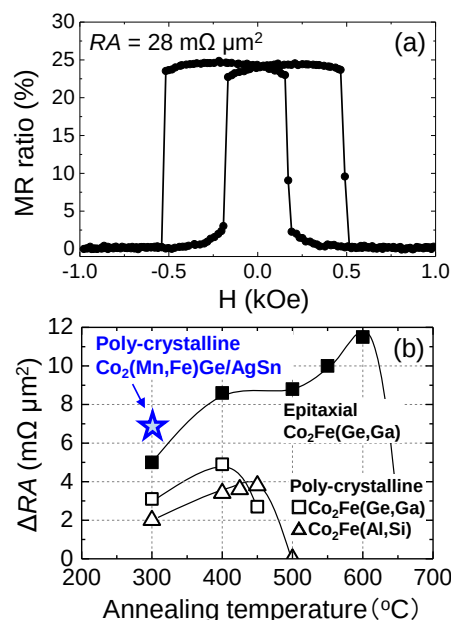


図 1 (a) $\text{Co}_2(\text{Mn,Fe})\text{Ge}$ ホイスラー合金と AgSn スペーサー擬スピンバルブの磁気抵抗曲線。(b) 本結果と過去の ΔRA –熱処理温度の報告値との比較。

- [1] Read et al., J. Appl. Phys. 118, 043907 (2015). [2] Brinkman et al., US Patent 8,611,053. [3] Li et al., Appl. Phys. Lett. 103, 042405 (2013). [4] Nakatani et al., Acta Mater. 61, 3695 (2013).

Large voltage output in CPP-MR devices using $\text{Co}_2\text{Fe}(\text{Ga}_{0.5}\text{Ge}_{0.5})$ Heusler alloy and Mg-Ti-O spacer material

Ye Du,^{1,2} T. Nakatani,¹ Y. Sakuraba,¹ T. Furubayashi,¹ Y. K. Takahashi,¹ T. T. Sasaki,¹ K. Hono^{1,2}
(1. NIMS 2. Univ. of Tsukuba)

The maximum attainable voltage output $\Delta V_{\max}$ ($\Delta V_{\max} = J_{\text{Bias}} \times RA \times MR$) in all-metallic current-perpendicular-to-plane giant magnetoresistance (CPP-GMR) junctions is severely limited when the CPP current density J_{Bias} exceeds certain threshold value. The MR ratio gradually decreases with increasing J_{Bias} due to the spin transfer torque (STT) that destabilizes both parallel and antiparallel magnetization configurations. One possible solution to tackle with this problem is the usage of high-resistive transparent oxide as the spacer material that suppresses the STT effect. Very recently, Nakatani *et al.*¹ reported an In-Zn-O spacer for the CPP-MR with a $\text{Co}_2(\text{Mn}_{0.6}\text{Fe}_{0.4})\text{Ge}$ Heusler compound. By properly engineering the Ag/In-Zn-O/Zn tri-layer, a large $\Delta V_{\max}$ of 11.3 mV was reported in the CPP-MR devices with a bias voltage (V_B) of 70 mV. This motivates us to explore other conductive oxides as spacer materials. In this work, we report large $\Delta V_{\max}$ in the CPP-GMR device with $\text{Co}_2\text{Fe}(\text{Ga}_{0.5}\text{Ge}_{0.5})$ Heusler alloy ferromagnetic layer and a high-resistive $\text{Mg}_{0.2}\text{Ti}_{0.8}\text{O}_x$ (MTO) spacer material.

We deposited the CPP-MR stack of Cr(10)/Ag(100)/CFGG(10)/Ag(1)/MTO(t_{sp})/Ag(1)/CFGG(10)/Ag(5)/Ru(8) (thickness in nm, $t_{\text{sp}} = 2\text{--}2.5$ nm) at room temperature onto a (001)MgO single-crystalline substrate. The top CFGG ferromagnetic layer was annealed at 550°C to improve the L_{21} chemical order. For all the measured devices, the device resistance decreases as the bias voltage increases (**Fig. 1**), suggesting that the underlying transport mechanism is possibly spin-dependent tunneling instead of spin-dependent scattering. With 10 nm CFGG and 2.2 nm MTO, the majority of the devices show a MR ratio ranging from 15% to 25% with a RA of between 100 and 250 $\text{m}\Omega \mu\text{m}^2$. In spite of this, several devices show large MR ratios above 30% with the maximum MR ratio of 45%. For the best device, a large $\Delta V_{\max}$ of 16.2 mV was obtained at a V_B of 60 mV (**Fig. 2**), which is more than 3 times higher than the largest $\Delta V_{\max}$ value of all-metallic CPP-GMR devices reported so far. Such high MR ratios were observed only thin (1 nm) Ag layers were inserted at the CFGG/MTO interfaces. The possible occurrence of current-confined-path effect will be discussed based on the microstructure characterization. The current CPP-MR result with the MTO spacer shows an advantage in view of output voltage compared to the all-metallic CPP-GMR devices, suggesting that high resistive materials hold potential to be used as the spacer layer in future read sensors of ultrahigh density magnetic recording² or other MR sensors that require low RA values.

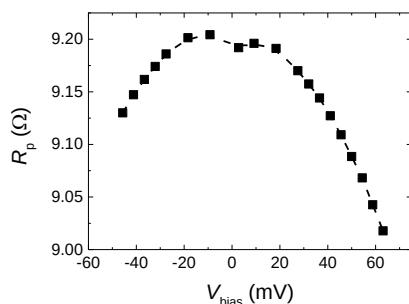


Fig. 1 Bias voltage dependence of parallel-state device resistance.

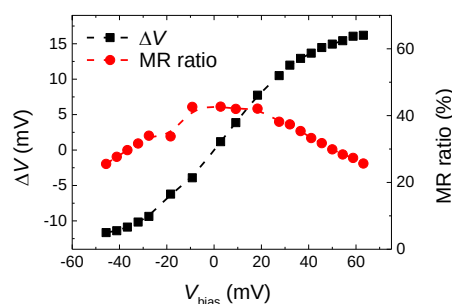


Fig. 2 Bias voltage dependence of $\Delta V_{\max}$ for the best individual device.

References

- 1) T. Nakatani, G. Mihajlović, J.C. Read, Y. Choi, and J.R. Childress, *Appl. Phys. Express* **8**, 93003 (2015).
- 2) G. Mihajlović, T. Nakatani, N. Smith, J.C. Read, Y. Choi, H. Tseng, and J.R. Childress, *IEEE Magn. Lett.* **6**, 3001104 (2015)

Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si/Ag-Mg/Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si 素子における 膜面垂直通電型巨大磁気抵抗効果の測定温度依存性

窪田崇秀^{1,2}、伊奈幸佑¹、高梨弘毅^{1,2}

(¹ 東北大 金研, ² 東北大 スピントロニクス学術連携研究教育センター)

Temperature dependence of current perpendicular-to-plane giant magnetoresistance effect in

Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si/Ag-Mg/Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si devices

Takahide Kubota, Yusuke Ina, and Koki Takanashi

(¹ IMR, Tohoku Univ., ² CSRN, Tohoku Univ.)

はじめに

膜面垂直通電型の巨大磁気抵抗素子 (CPP-GMR 素子) は、面積抵抗積 (RA 値) $0.01 - 0.1 \Omega\mu\text{m}^2$ 程度の低抵抗領域において比較的大きな磁気抵抗変化率 (MR 比) が得られることから、次世代のハードディスクドライブ用の読み取りヘッドへの応用が期待されている¹⁾。とりわけ、強磁性層に高スピン偏極ホイスラー合金を用いた CPP-GMR 素子の発展が近年目覚ましく、実用化に向けた性能も視野に入りつつある²⁻⁴⁾。我々のグループは、これまでにホイスラー合金 Co₂(Fe-Mn)Si (CFMS) と、中間層材料として新規に $L1_2$ 規則相の Ag-Mg 合金を用いることで CPP-GMR 素子の高出力化が可能であることを示してきた⁵⁾。本研究では、いくつかの Ag-Mg 組成の CFMS/Ag-Mg/CFMS 素子を作製し、CPP-GMR 効果の測定温度依存性を調査した。Co₂MnSi (CMS)、CFMS といった Mn 元素を含むホイスラー合金を用いた素子においては、MR 比の測定温度依存性が 100 K 付近で極大値を示すことが報告されており、その原因の一つとして、C(F)MS/Ag 界面に拡散による磁性元素が存在し、極低温域においては、その局在モーメントによって伝導電子スピンの散乱されているという可能性が提案されている²⁾。Ag-Mg 中間層素子についても測定温度依存性を調べることで、層間の相互拡散の度合いの違いなどを議論することを目的とした。

実験方法

超高真空マグネトロンスパッタ装置を用い、MgO (100)単結晶基板/Cr (20 nm)/Ag (40 nm)/CFMS (20 nm)/Ag-Mg (5 nm)/CFMS (7 nm)/Ag (2 nm)/Au (5 nm)の積層膜を作製した。ここで、CFMS 層の組成は Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si とし、Cr 層と上部 CFMS 層成膜後に、それぞれ、650°C と 500°C でその場熱処理を行った。Ag-Mg 層は Ag と Mg の同時スパッタ法により成膜し、Mg 組成は 0 - 22at.%の間で変化させた。GMR 効果の評価は測定温度 4.2 K から 300 K において 4 端子法により行った。

実験結果

MR 比の測定温度依存性を評価した結果、極大値を示す温度は Mg 組成 0 (Ag 中間層) の素子の 75 K に対し、Mg 8at.%では 50 K と低温側へシフトした。更に 22at.%では 4.2 K までの測定で極大値は確認されなかった。文献 2)の解釈に倣うと、これは中間層への Mg 添加に伴い、Mn などの磁性元素の拡散が抑制された結果と考えられる。また、Mg 22at.%の素子の 4.2 K での MR 比は 165 %、 ΔRA は $44 \text{ m}\Omega\mu\text{m}^2$ であり、Ag 中間層²⁾と比較して MR 比は若干小さいものの、 ΔRA は 1.5 倍程度大きな値が得られることが明らかになった。

講演では他の組成を含め、詳細な温度依存性と CFMS/Ag-Mg 界面の微細構造などを議論する予定である。

謝辞

本研究の一部は日本学術振興会科研費 (25220910)、情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の支援を受けた。

参考文献

- 1) M. Takagishi *et al.*, IEEE Trans. Magn. **38**, 2277 (2010).
- 2) Y. Sakuraba *et al.*, Appl. Phys. Lett. **101**, 252408 (2012).
- 3) T. Nakatani *et al.*, Appl. Phys. Express **8**, 093003 (2015).
- 4) J.W. Jung *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 102408 (2016).
- 5) H. Narisawa, *et al.*, Appl. Phys. Express **8**, 063008 (2015).

Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si および L₁₂-AgMg を用いた CPP-GMR 効果の 中間層膜厚依存性

伊奈幸佑¹、窪田崇秀^{1,2}、高梨弘毅^{1,2}

(¹ 東北大 金研, ² 東北大 スピントロニクス学術連携研究教育センター)

Spacer layer thickness dependence of CPP-GMR effects using
half-metallic Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si and L₁₂ Ag-Mg ordered alloy spacer

Yusuke Ina, Takahide Kubota, Koki Takanashi

(¹ IMR, Tohoku Univ., ² CSRN, Tohoku Univ.)

背景

CPP-GMR 素子は次世代の大容量ハードディスクドライブ (HDD) の読み取りヘッドへの応用が期待されており、低い抵抗面積積 (RA) と高い磁気抵抗変化率 (MR 比) が要求されている¹⁾。我々のグループでは、これまでの研究で強磁性体層にハーフメタルの Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si (CFMS)、中間層に L₁₂ 規則構造を有する Ag-Mg 合金を用いることで CPP-GMR 素子の高出力化が可能であることを示している^{2,3)}。高出力化の起源については CFMS/Ag-Mg の界面抵抗が増大したことなどが議論されているが、明確な結論は示されていない。そこで本研究では、中間層に L₁₂ Ag₇₈Mg₂₂ を用い CFMS/Ag-Mg/CFMS の中間層膜厚依存性を調査した。

実験方法

素子の膜構成は MgO (100) sub./Cr (20 nm)/Ag (40 nm)/CFMS (20 nm)/Ag₇₈Mg₂₂ (*t* nm)/CFMS (7 nm)/Ag (2 nm)/Au (5 nm) である。成膜はすべて室温で行い、Cr および上部 CFMS 成膜後にそれぞれ 650°C と 500°C で熱処理を行った。Ag₇₈Mg₂₂ の膜厚 *t* は 2, 3, 5, 8, 12 nm である。また上部 CFMS を成膜後、反射高速電子線回折 (RHEED) 観察を用い、最表面の結晶構造を評価した。素子の面積は参照用試料に対する、接合部上方からの走査電子顕微鏡観察と、実際に MR 測定を行った試料の中から抽出した素子に対する断面方向の高角度散乱暗視野 (HAADF-STEM) 像を用いて算出した。MR 測定は室温で直流四端子法を用いて行った。RA は素子面積の逆数 1/*A* に対する素子抵抗 *R_p* をプロットし、近似直線の傾きから算出した。

実験結果

RHEED の観察結果から中間層の膜厚に依らず、上部 CFMS 層はエピタキシャルに成長し、L₂₁ 構造に規則化していることが確認された。RA は膜厚の増加と共に増加する傾向が見られた。一方、MR 比は中間層膜厚 *t* = 2, 3, 5, 8, 12 nm に対し、それぞれ 41%, 53%, 56%, 43%, 34% となり、*t* = 5 nm において最大となった。ΔRA の中間層膜厚依存性も MR 比と同様の傾向を示し、最大値は *t* = 5 nm における 20 mΩμm² であった。ΔRA の膜厚依存性について、*t* > 5 nm での減少傾向は Vale-Fert モデル⁴⁾から定性的に説明可能である。*t* < 5 nm に関しては、薄膜領域における Ag-Mg 層の規則度の低下や、不連続化といった要因が ΔRA 減少の理由として考えられる。今後、Ag 層を中間層に用いた試料との比較、考察を行う予定である。

謝辞

本研究は日本学術振興会の科研費(No. 25220910)、情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の助成を得て実施したものである。

参考文献

- 1) M. Takagishi, *et al.*, IEEE Trans. Magn. **46**, 2086 (2010).
- 2) H. Narisawa, *et al.*, Appl. Phys. Express **8**, 063008 (2015).
- 3) T. Kubota *et al.*, 2015 年第 76 回応用物理学会秋季学術講演会, 13p-PA1-17.
- 4) T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).

異方性磁気抵抗効果を用いたフルホイスラー合金 Co₂FeSi 薄膜のハーフメタル性評価

三瓶理人、高村陽太、中川茂樹
(東京工業大学)

Half-metallicity evaluation of full-Heusler Co₂FeSi alloy films using anisotropic magnetoresistance effect

M. Sampei, Y. Takamura, S. Nakagawa
(Tokyo Institute of Technology)

はじめに

ハーフメタル強磁性体はフェルミ準位において一方のスピンのみ状態密度が存在する強磁性体であり、磁気抵抗メモリ等のスピントロニクスデバイスの飛躍的な性能向上を可能にする^{1,2}。フルホイスラー合金 Co₂FeSi (CFS) は L₂₁ 規則構造においてハーフメタル強磁性体となり³、さらに MgO 層との界面で垂直磁気異方性を有することが知られている^{4,5}。CFS の磁気抵抗メモリへの応用にはハーフメタル性評価が重要となる。ハーフメタル性を示す薄膜では負の異方性磁気抵抗(AMR)効果を示すことが示されている⁶。今回、AMR 効果を利用し、異なる膜厚の CFS 薄膜のハーフメタル性評価を行ったので報告する。

実験方法

CFS 薄膜は対向ターゲット式スパッタ法を用いて単結晶 MgO(100)基板上に直接成膜した。膜の磁気特性は VSM を、結晶構造は XRD を用いて評価した。次に、AMR 効果測定のために、薄膜をホールバー状に加工した。AMR 効果の測定は磁場印加・抵抗測定低温測定が可能なプローバーを使用した。

実験結果

350℃及び 400℃で成膜した膜厚 35 nm の試料の XRD パターンからいずれの試料も L₂₁ 構造を有する(100) 配向単結晶膜であることを確認した。拡張 Webster モデル⁷から計算される B₂ 規則度は両方の試料で約 100%、L₂₁ 規則度は成膜温度 350℃、400℃の試料においてそれぞれ 68%と 76%であった。

次いで、AMR 特性を 12 K で測定した。350℃で成膜した試料において AMR 効果は観測されなかったが、400℃で成膜した試料においては Fig.1(a) に示すような負の AMR 比を示す AMR 信号を確認した。負の AMR 比を示したことから、この CFS 薄膜はハーフメタル性を有する可能性が高いと考えられる。

さらに薄い領域における CFS のハーフメタル性を評価するために、CFS 膜厚が 3 nm の試料を 400℃で成膜した。この試料の飽和磁化はバルクの約 76%であったが、これは MgO 基板と CFS の格子不整合による歪みに関係していると考えられる。12 K での AMR 効果測定の結果を Fig.1 (b)に示す。Fig.1(a)と同様に 3nm の CFS 薄膜においてもハーフメタル性の必要条件となる負 AMR 比が得られた。

参考文献

- [1] R. A. de Groot, *et al*, Phys. Rev. Lett. **50**, 2024 (1983).
- [2] M. Julliere, Phys. Lett. **54** (1975) 225.
- [3] I. Galanakis *et al*, Phys. Rev. B **66**, 174429 (2002).
- [4] V. Niculescu, *et al*, Phys. Rev. B **19**, 452 (1979).
- [5] Y. Takamura, *et al*, J. Appl. Phys. **115**, 17C732 (2014).
- [6] S. Kokado *et al*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 024705 (2012).
- [6a] <http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.86.020409>
- [7] Y. Takamura *et al*, J. Appl. Phys. **105**, 07B109 (2010).

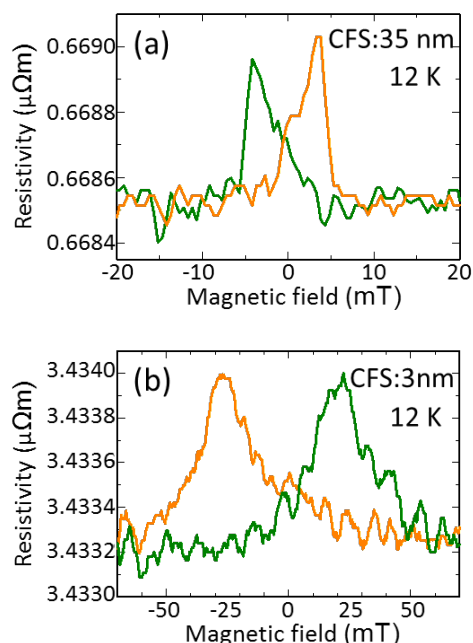


Fig. 1 AMR characteristics of CFS films with a thickness of (a) 35 nm and (b) 3 nm deposited on MgO(100) substrates.

エピタキシャル $\text{Ni}_x\text{Fe}_{4-x}\text{N}$ ($x = 0, 1, 3, 4$) 薄膜の磁気物性の評価

伊藤啓太^{1,2,3}, 鹿原和樹², 高田郁弥¹, 東小菌創真¹, 具志俊希¹, 都甲薫¹, 角田匡清², 末益崇¹
(¹筑波大数理物質, ²東北大工, ³日本学術振興会 PD)

Magnetic properties of epitaxially grown $\text{Ni}_x\text{Fe}_{4-x}\text{N}$ ($x = 0, 1, 3$, and 4) films

K. Ito^{1,2,3}, K. Kabara², F. Takata¹, S. Higashikozono¹, T. Gushi¹, K. Toko¹, M. Tsunoda², and T. Suemasu¹
(¹Inst. of Appl. Phys., Univ. of Tsukuba, ²Dept. of Electronic Eng., Tohoku Univ., ³JSPS-PD)

はじめに

逆ペロブスカイト型遷移金属強磁性窒化物は、高い負のスピントランスポラリゼーション率(Fe_4N)や垂直磁気異方性(Mn_4N)により、スピントロニクス応用材料として注目されている¹⁾。類型材料の $\text{Ni}_x\text{Fe}_{4-x}\text{N}$ は、粉末試料では Ni 添加量に伴って飽和磁化(M_s)ならびにキュリー温度(T_C)が低下し、 $x \geq 3$ では T_C が室温を下回ると報告されている²⁾。一方で、反応性スパッタ法で作製された Ni_3FeN では、室温で 6% の大きな正の異方性磁気抵抗(AMR)効果が報告されており³⁾、その物性が十分に明確化されていない。本研究では、分子線エピタキシー(MBE)法により $\text{Ni}_x\text{Fe}_{4-x}\text{N}$ 薄膜をエピタキシャル成長し、磁化曲線と AMR 効果を評価することで、上記磁気物性を検証した。

実験方法

固体 Fe, Ni と高周波プラズマ N_2 の同時供給による MBE 法により、 $\text{SrTiO}_3(001)$ 基板上に $\text{Ni}_x\text{Fe}_{4-x}\text{N}$ ($x = 0, 1, 3, 4$) 薄膜(50 nm)をエピタキシャル成長し、磁化曲線を測定した。得られた M_s を第一原理計算から求めた値と比較した。 NiFe_3N および Ni_3FeN 薄膜については、[100] が長手方向の幅 0.2 mm のホールバー形状に加工し、測定温度(T) 5~300 K の範囲で、外部磁場 30 kOe、直流電流 0.2 mA のもとで AMR 効果を測定した。

実験結果

Fig. 1 に、第一原理計算、室温および 2 K における磁化曲線から求めた $\text{Ni}_x\text{Fe}_{4-x}\text{N}$ ($x = 0, 1, 3, 4$) 薄膜の M_s を示す。第一原理計算では $\text{Ni}_x\text{Fe}_{4-x}\text{N}$ は強磁性を示し、Ni 比が増えるに従い M_s は単調に減少し、実験でも同様の傾向が得られた。しかし、室温において Ni_3FeN の磁化は消失し、 Ni_4N に関しては 2 K でも常磁性を示した。 M - T 測定から Ni_3FeN の T_C は 266 K と見積もられ、Ref. 2 の結果を支持するものとなった。Fig. 2 に NiFe_3N および Ni_3FeN の AMR 比の T 依存性を示す。 Ni_3FeN の室温における AMR 比はほぼ 0 であり、Ref. 3 の結果とは異なった。また、双方の試料で低温領域にて負の AMR 効果が観測された。Kokado らの理論によれば、負の AMR 効果は $s_{\uparrow} \rightarrow d_{\uparrow}$ または $s_{\downarrow} \rightarrow d_{\downarrow}$ の s - d 散乱で説明される⁴⁾。第一原理計算の結果、 NiFe_3N および Ni_3FeN のフェルミ準位における状態密度は 3d 少数スピンの支配的であるため、これらの負の AMR 効果は $s_{\downarrow} \rightarrow d_{\downarrow}$ の散乱機構に起因する。したがって、 NiFe_3N と Ni_3FeN についても、 Fe_4N と同様に少数スピン伝導が優勢といえる。

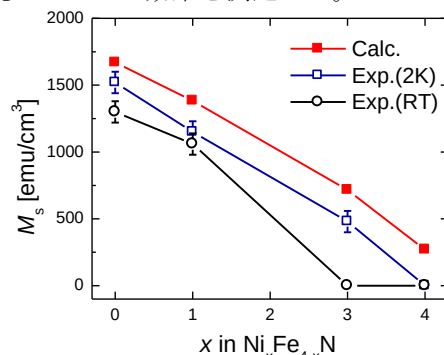


Fig. 1 M_s of $\text{Ni}_x\text{Fe}_{4-x}\text{N}$ ($x = 0, 1, 3$, and 4).

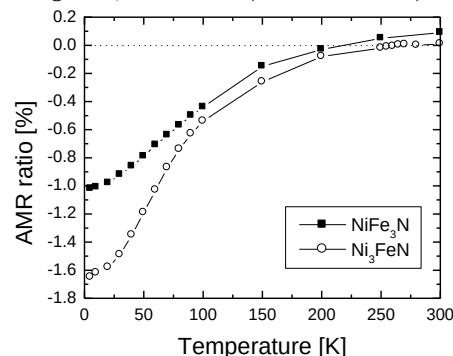


Fig. 2 T versus AMR ratio of $\text{Ni}_x\text{Fe}_{4-x}\text{N}$ ($x = 1$ and 3).

謝辞 本研究は JSPS 科研費(Nos. 26249037 and 14J01804)、東北大通研プロ(H26/A04)の支援を受けた。磁化測定は、筑波大学 喜多・柳原・Sharmin 研究室および研究基盤総合センター低温部門のご協力で行った。

参考文献 1) 角田ら, まぐね **11**, 125 (2016). 2) X. G. Diao *et al.*, J. Appl. Phys. **85**, 4485 (1999). 3) R. Loloee, J. Appl. Phys. **112**, 023902 (2012). 4) S. Kokado and M. Tsunoda, J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 094710 (2015).

高密度 FePt ナノドットスタック構造における磁気伝導特性

河瀬平雅、牧原克典、加藤剛志、大田晃生、池田弥央、岩田聡、宮崎誠一
(名大院工)

Magnetotransport Properties of FePt Alloy-NDs Stacked Structures

Taiga Kawase, Katsunori Makihara, Takeshi Kato, Akio Ohta, Mitsuhsa Ikeda, Satoshi Iwata,
and Seiichi Miyazaki
(Nagoya Univ.)

序論

熱酸化 SiO₂ 薄膜上の極薄 Fe/Pt 積層構造をリモート H₂ プラズマ(H₂-RP)処理(外部非加熱)することで、L₁₀ 規則合金 FePt ナノドットを高密度(面密度: $\sim 10^{11} \text{cm}^{-2}$)一括形成でき[1]、異なるサイズの規則合金 FePt ナノドットを二重積層した構造において、ナノドットの保磁力差を反映した電子輸送変化(外部磁場依存性)が室温で認められることを非磁性 AFM 探針を用いた局所電気伝導測定より明らかにした[2]。本研究では、FePt ナノドット二重積層構造を有するダイオード構造を作成し、外部磁場が電子輸送特性に及ぼす影響を評価した。

実験方法

p-Si(100)基板を 1000°C、2%O₂ 中で酸化して形成した熱酸化膜(膜厚 $\sim 2.0 \text{nm}$)上に、膜厚 $\sim 1.4 \text{nm}$ の Fe 薄膜、膜厚 $\sim 1.7 \text{nm}$ の Pt 薄膜を EB 蒸着により連続堆積した。その後、60MHz 高周波電力の誘導結合により励起・生成した高密度水素プラズマを用いて Pt/Fe 積層膜表面に外部非加熱でリモートプラズマ処理を施すことで、平均高さ $\sim 5.1 \text{nm}$ の規則合金 FePt ナノドットを面密度 $4.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ で一括形成した。その後、EB 蒸着により膜厚 $\sim 2.0 \text{nm}$ の SiO_x 薄膜を堆積し、引き続き、Pt($\sim 2.8 \text{nm}$)/Fe($\sim 2.3 \text{nm}$)ナノドット(面密度 $2.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$)を形成した。最後に、試料上部に Al 電極(直径 500 μm)を真空蒸着により形成した(Fig. 1)。また、室温の M-H カーブ測定から、形成した上部および下部 FePt ナノドットの膜法線方向の保磁力は、それぞれ $\sim 2.5 \text{kOe}$ および $\sim 0.5 \text{kOe}$ であることは別途確認している。作成した試料の I-V 特性は、試料直下に表面磁束密度 0.5 $\sim 4.5 \text{kOe}$ の磁石を配置することで着磁を行った後、ゼロ磁場、室温において測定した。

結果および考察

4.5kOe 着磁後、Al 電極に負バイアスを印加して測定した FePt ナノドット二重積層構造の電流-電圧特性は、印加電圧の増大に伴い電流レベルの大幅な増大を示す。その後、初期印加磁場と逆向きの磁場 0.35kOe を印加した場合、僅かに電流レベルが低減しただけであったが、0.62kOe 印加では大幅な電流レベルの低下が認められた。さらに、印加磁場強度を 1.5kOe に増大させ場合では、再び初期の 4.5kOe 着磁直後における電流レベルに戻る事が分かった。さらに、4.5kOe 着磁後、逆方向・同方向に繰り返し 0.6kOe 印加した場合の、0.6V における電流レベルをまとめた結果、明瞭な抵抗変化(抵抗比: 1 桁)が認められた。これらの結果は、I-V 特性が上下のドットにおける磁化の相対的方向(平行および反平行)により大きく変化し、保磁力の小さなドットの磁化状態を制御することで抵抗値の制御が可能であることを示している。

結論

保磁力の異なる規則合金 FePt ナノドット二重積層構造において、ドットの磁気状態が電気伝導特性に及ぼす影響を評価した結果、ナノドットの相対的な磁化方向の変化に起因する抵抗変化が室温で認められた。

参考文献

- 1) R. Fukuoka et al., Trans. Mat. Res. Soc. Jpn., 40 (2015) 347.
- 2) K. Makihara et al., Ext. Abst. SSDM2015, G-3-6.

謝辞

本研究の一部は、科研費若手研究(A)の支援を受けて行われた。

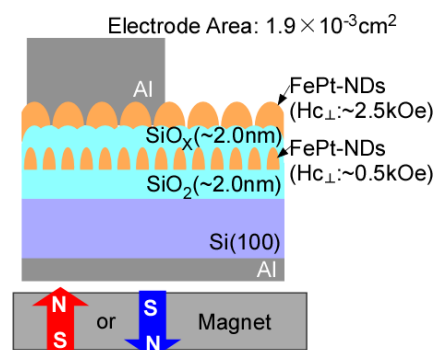


Fig. 1 Schematic illustration of a diode with a doubly-stacked FePt-NDs

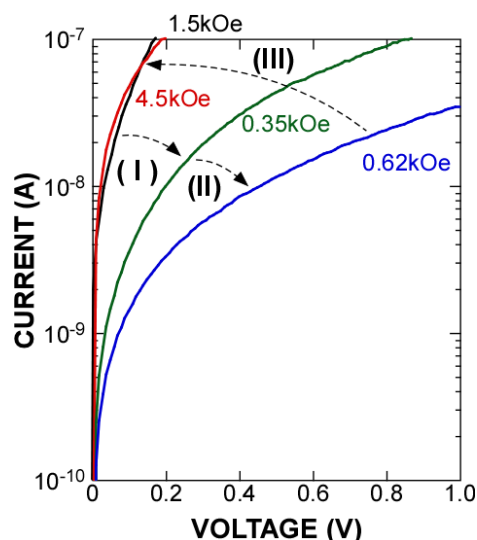


Fig. 2 Room temperature I-V characteristics of the doubly-stacked FePt-NDs structure shown in Fig. 1 just after magnetizing with magnetic field application (0.35 $\sim$ 1.5 kOe) opposite to the initial magnetization (4.5 kOe) direction.

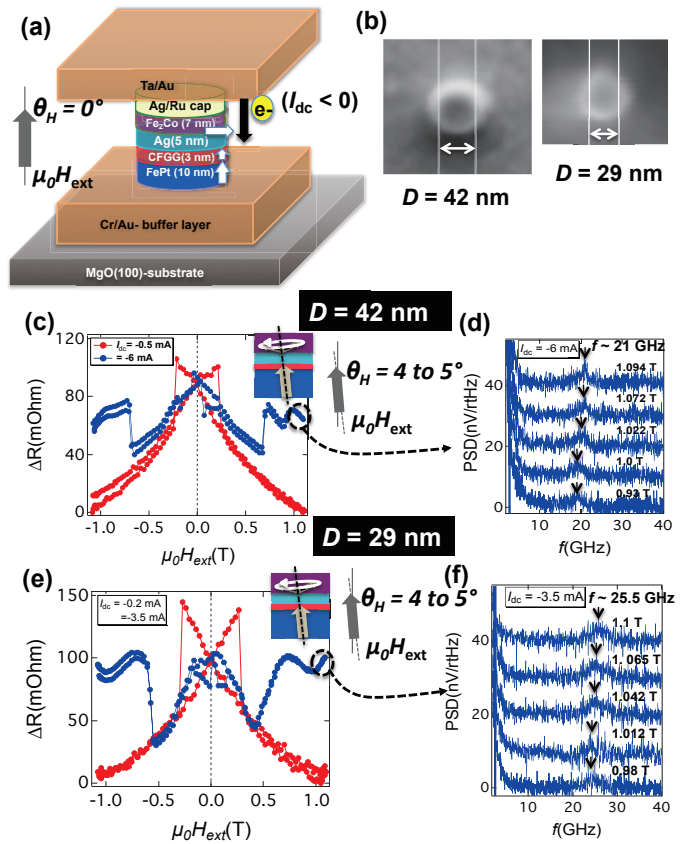
Mag-flip spin torque oscillator using highly spin polarized Heusler alloy as spin injection layer for microwave assisted magnetic recording

S. Bosu, H. Sepehri-Amin, Y. Sakuraba, S. Kasai, M. Hayashi, and K. Hono

National Institute for Materials Science, 1-2-1 Sengen, Tsukuba, Japan 305-0047

A major challenge of microwave assisted magnetic recording (MAMR) is the development of a mag-flip spin torque oscillator (STO) [1] with a cross section area of $\sim 40 \times 40 \text{ nm}^2$ or less consisting of an in-plane magnetized field generating layer (FGL) and a perpendicularly magnetized spin-injection layer (SIL) that is able to generate a large ac field $\mu_0 H_{ac} > 0.1 \text{ T}$ from FGL with a frequency f over 20 GHz at small critical bias current density $J_C < 1.0 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$ [2]. Solid understanding of the underlying mechanism of the large angle(ϕ) out-of-plane precession (OPP) is equally essential. Recently, we demonstrated a mag-flip STO using highly spin polarized Heusler alloy $\text{Co}_2\text{FeGa}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$ (CFGG) as a spin injection layer (SIL) [3] for the reduction of J_C . We reported, the usage of FePt/CFGG SIL reduces J_C by $\sim 50\%$ compared to that using a FePt/Fe₂Co SIL. In the present study, to generate a stable OPP mode as well as to achieve a high $\mu_0 H_{ac} \propto \mu_0 M_s l \sin \phi$ (l is the thickness of FGL), we employed Fe₂Co with $\mu_0 M_s \sim 2.3 \text{ T}$ as FGL in combination with a highly spin polarized CFGG ($l=3 \text{ nm}$) SIL perpendicularly magnetized with FePt (10 nm). We prepared cylindrical shape STO devices with diameter, $D \sim 29$ and 42 nm to investigate STO properties. Fig. 1(a) shows the schematic diagram of the experimental CPP nano-pillar STO devices. The SEM images for $D \sim 42$, and 29 nm STO devices are presented in Fig. 1(b). When FGL is oscillating in uniform OPP mode, rf spectrum can not be detected for external magnetic field $\mu_0 H_{ext}$ applied perpendicular to film plane, i.e., $\theta_H = 0$ since the relative angle between the FGL and SIL is constant during oscillation. Therefore, to obtain a finite $\Delta R(t)$, i.e., to detect the f spectrum, it is necessary to tilt slightly the θ_H of $\mu_0 H_{ext}$ from the film normal. Figures 1(c) and (e) show the $\Delta R - \mu_0 H_{ext}$ curves with $\mu_0 H_{ext}$ applied at a slight tilting $\theta_H \sim 4$ to 5° for $D \sim 42 \text{ nm}$ and 29 nm, respectively. Large ΔR rise at high $\mu_0 H_{ext}$ is comparable to that at $\mu_0 H_{ext} \sim 0$, which corresponds to large angle oscillations that appears at $I_{dc} = -6 \text{ mA}$ ($|J| \sim 4.3 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$) and -3.5 mA ($|J| \sim 5.3 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$) for $D \sim 42 \text{ nm}$ and 29 nm, respectively. Corresponding power spectra with maximum $f \sim 21$ and 25.5 GHz around $\mu_0 H_{ext} \sim 1.1 \text{ T}$ for $D \sim 42$ and 29 nm, respectively, in Figs. 1(d) and (f) are in the OPP mode. Our micromagnetic simulation results also imply that large ac magnetic field $\mu_0 H_{ac} \sim 0.2 \text{ T}$ can be generated (not shown) from the STOs with a pillar size of $D \sim 30$ to 40 nm using Fe₂Co (7 nm) FGL with high $\mu_0 M_s \sim 2.3 \text{ T}$.

References: [1] Zhu J. *et al.*, IEEE Trans. Magn. 44, 125 (2008), [2] Takeo A. *et al.*, Intermag Conference 2014 (AD-02), [3] Bosu S. *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**,072403 (2016)



Fe-Pt-Pd 合金薄膜における垂直磁気異方性の電界制御

菊島 悟^{*}、関剛 斎^{**}、内田 健一^{***}、齊藤 英治^{****}、高梨 弘毅^{**}

(^{*}東北大金研、^{**}東北大 CSRN、^{***}JST さきがけ、^{****}JST ERATO、^{*****}東北大原子分子材料科学高等研究機構、
***** 日本原子力開発機構)

Electric field control of perpendicular magnetic anisotropy in Fe-Pt-Pd alloy films

S. Kikushima^{*}, T. Seki^{**}, K. Uchida^{***}, E. Saitoh^{****}, K. Takanashi^{**}

(^{*}IMR, Tohoku Univ., ^{**}CNSR, Tohoku Univ., ^{***}JST-PRESTO, ^{****}JST-ERATO, ^{*****}WPI-AIMR, Tohoku Univ.,
***** JAEA)

はじめに

不揮発性メモリの一つである MRAM は、高密度記憶、高速かつ低消費電力動作、高書き換え耐性、高信頼性を担保できるメモリとして注目を集めている。MRAM 開発では、小さな外部エネルギーで磁化方向を反転させる方法の確立が急務となっており、電界を用いた磁化制御が省エネルギー磁化反転技術の有力候補として期待されている。これまでに我々のグループでは、異常ホール効果を用い、垂直磁気異方性を有する $L1_0$ -FePt 薄膜の保磁力に対する電界の効果を検討してきた[1,2]。しかしながら、保磁力の変化量は小さく、磁気異方性エネルギー変化の定量評価や機構の解明には至っていない。そこで、電界効果のメカニズムの解明と電界効果の増強を得る事を目標とし、Fe-Pt-Pd 三元系合金の電界効果を測定し、電界による磁気異方性エネルギー変化を系統的に調べた。

実験方法・結果

Fig. 1 に、作製した薄膜試料の膜構造を示す。Fe-Pt-Pd 薄膜の成膜には超高真空スパッタリングを用いた。基板には MgO(100)を用い、シード層には Fe 又は Cr を、バッファ層には Pd を用いた。極カー効果測定と、SQUID 素子を用いて薄膜試料の磁気特性を測定した。電界効果を評価するため、フォトリソグラフィと Ar イオンエッチングを用いて微細加工を行った。微細加工した素子に電界を印加しながら磁気光学カー曲線を測定し、単位面積当たりの垂直磁気異方性エネルギー変化を算出した。

400°C で成膜した FePt は、極カー効果測定において垂直磁気異方性を有している事が示唆された。FePt 薄膜では、FePt/MgO 界面に電子が増える方向に電圧を増加させると、垂直磁気異方性が減少した。電界(E)と磁気異方性エネルギー変化($\Delta\epsilon_{\text{perp}}$)の間には Fig. 2 に示すように線形の関係が得られ、磁気異方性エネルギーの電界による変化量($\Delta\epsilon_{\text{perp}}/\Delta E$)が 129(fJ/Vm)と見積もられた。Pt を Pd で置換すると磁気異方性エネルギー変化が減少することがわかり、 $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{37.5}\text{Pd}_{12.5}$ の組成においては $\Delta\epsilon_{\text{perp}}/\Delta E$ が 21(fJ/Vm)であった。

本研究の一部は、革新的研究開発推進プログラム (ImPACT) の支援を受けて遂行された。

参考文献

- 1) T. Seki et al., Appl. Phys. Lett. 98, 212505 (2011).
- 2) Y. Kikuchi et al., J. Phys. D: Appl. Phys. 46, 285002 (2013).

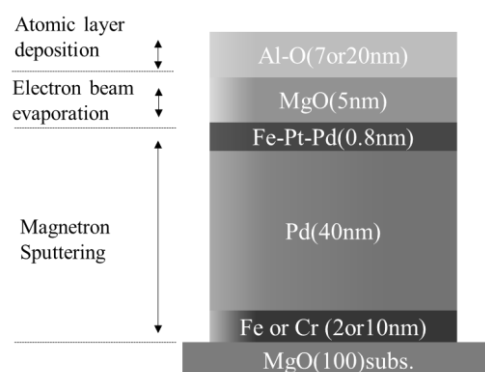


Fig. 1 Stacking structure of Fe-Pt-Pd thin film.

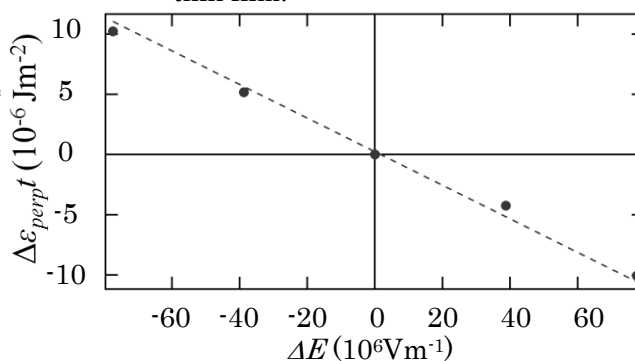


Fig. 2 Magnetic anisotropy energy change as a function of the applied electric field for the FePt thin film.

CoFeB-MgO の磁気特性の隣接層材料依存性

渡部杏太¹、深見俊輔^{1,4}、佐藤英夫^{2,4}、松倉文礼^{1,2,4,5}、大野英男¹⁻⁵

¹ 東北大学電気通信研究所附属ナノ・スピン実験施設

² 東北大学省エネルギー・スピントロニクス集積化システムセンター

³ 東北大学国際集積エレクトロニクス研究開発センター

⁴ 東北大学スピントロニクス学術連携研究教育センター

⁵ 東北大学原子分子材料科学高等研究機構

Adjacent-Layer Material Dependence of Magnetic Properties of CoFeB-MgO system

K. Watanabe¹, S. Fukami^{1,4}, H. Sato^{2,4}, F. Matsukura^{1,2,4,5}, and H. Ohno¹⁻⁵

¹Laboratory for Nanoelectronics and Spintronics,

Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University

²Center for Spintronics Integrated Systems, Tohoku University

³Center for innovative Integrated Electronic Systems, Tohoku University

⁴Center for Spintronics Research Network, Tohoku University

⁵WPI-Advanced Institute for Materials Research, Tohoku University

はじめに

磁気トンネル接合(MTJ)に用いられる CoFeB-MgO の磁気特性は、CoFeB の隣接層材料、CoFeB や隣接層の膜厚、及び熱処理条件に依存して変化することが知られている^{1,2)}。MTJ を集積回路に用いる際には、半導体後工程で用いられる熱処理温度(350°C 以上)まで磁気特性が維持されなければならない。最近、結晶性の Mo を隣接層に用いると、これまで主に用いられていたアモルファス性の Ta を用いた場合と比べて高い熱処理耐性が得られ、425°C での熱処理後も優れた特性が維持されることが報告された³⁾。しかしこれが Mo の材料的な特性とその結晶構造のどちらに起因するのかは明らかにはされていない。本研究では、CoFeB-MgO における CoFeB の隣接層に結晶性の異なる Ta、Mo、及び W を用い、磁気特性とその熱処理耐性の材料、及びその結晶性に対する依存性を評価した。

実験方法

マグネトロンスパッタリングにより熱酸化 Si 基板上に基板/ Ta, Mo or W/ CoFeB(t_{CoFeB})/ MgO(1.4)/ Ta(1) (in nm) なる積層膜を成膜し、真空中で 300 - 400°C で熱処理を施した。X 線回折測定から CoFeB の隣接層の結晶構造を評価し、磁化曲線の測定から磁気的なデッドレイヤー t_d と界面磁気異方性を評価した。

実験結果

異なるスパッタ条件で Ta, Mo, W を成膜した試料の結晶構造を評価したところ、Mo、W については成膜時の投入パワーが低く（高く）、また成膜 Ar 圧力が高い（低い）とアモルファスまたは β (α) 構造が優先的に形成され、Ta は成膜条件に依らずアモルファス構造が形成されることがわかった。次に単位面積あたりの磁気モーメントの t_{CoFeB} 依存性から t_d を評価した結果、アモルファス Mo、 β -W、アモルファス Ta を隣接層とした試料では、400°C の熱処理によって CoFeB の t_d は大きく増加する一方、 α -Mo、 α -W を用いた場合には熱処理の有無によらず $t_d \sim 0$ となった。一方、界面磁気異方性は Mo、W のいずれも結晶性によらないふるまいを示した。これらの結果は、CoFeB-MgO の磁気特性は隣接層の材料に加えてその結晶構造にも依存し、特に最安定の結晶構造を有しているときにデッドレイヤーの形成を抑制できることを意味している。

謝辞

本研究の一部は、文部科学省「未来社会実現のための ICT 基盤技術の研究開発」、及び内閣府「革新的研究開発推進プログラム」の援助の下で行われた。また本研究の一部は東北大学電気通信研究所研究技術基盤センターで行われた。

参考文献 [1] T. Liu *et al.*, Sci. Rep. **4**, 5895 (2014). [2] K. Watanabe *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **54**, 04DM04 (2015).

Co₂FeSi/Mn₃Ge 二層構造による垂直磁化膜の作製と評価

松下 直輝, 薮下 大嗣, 長沼 志昌, 高村 陽太, 園部 義明*, 中川 茂樹
(*サムスン日本研究所, 東京工業大学)

Preparation and evaluation of Co₂FeSi/Mn₃Ge bilayered films with perpendicular magnetic anisotropy

N. Matsushita, T. Yabushita, Y. Naganuma, Y. Takamura, Yoshiaki Sonobe*, and S. Nakagawa

(*Samsung R&D Institute Japan, Tokyo Institute of Technology)

はじめに

磁気抵抗メモリ(MRAM)を構成する磁気トンネル接合(MTJ)の強磁性層への要求として書き換え電流の低減, 熱安定性の確保, 高い TMR 比があり, これらを満たすには垂直磁化, 大きな磁気異方性エネルギー, 高いスピン分極率が必要になる. Co₂FeSi(CFS) は L₂₁ 規則構造においてスピン分極率が 100 % のハーフメタル強磁性体と予測される. 本研究では CFS を垂直磁化とするために, 高い結晶磁気異方性エネルギーにより垂直磁化膜となる Mn₃Ge 膜¹⁾と交換結合させた二層構造による垂直磁化 MTJ 電極材料の実現をめざした.

実験方法

対向ターゲット式スパッタ法を用いて MgO(001)基板上に Cr バッファ層を室温で成膜し, 400°C で in-situ アニールを行ったのち, CFS/Mn₃Ge の順で二層構造膜を作製した. CFS および Mn₃Ge の作製温度は 400°C とした. 結晶性の評価は X 線回折により行い, 磁化特性の評価には SQUID を用いた.

実験結果

Fig.1 に CFS(100nm)/Mn₃Ge(100nm)構造の XRD 回折パターンを示す. Mn₃Ge(002), (004)回折ピーク及び CFS(002), (004)回折ピークを確認できるため, Mn₃Ge と CFS はともに(001)配向していることが分かる. Fig.2 に CFS(*t* nm)/Mn₃Ge(100nm)構造の試料の磁化特性を示す. CFS の膜厚 1 から 3 nm においては CFS と Mn₃Ge の層間交換結合による一体化した磁化挙動を示し, 高い垂直磁気異方性を示すことが確認できた. CFS がさらに厚い 5 nm になると磁化の一体化が保てなくなり, 磁化特性にステップが現れる特性を示す. これらの結果は CFS 層がある程度薄ければ, Mn₃Ge の高い垂直磁気異方性エネルギーと CFS の高いスピン分極率を併せ持つ強磁性層を実現できる可能性を示している.

謝辞

SQUID 測定において便宜を図っていただいた日本大学の塚本新教授に感謝します.

参考文献

- 1) S. Mizukami et al., Applied Physics Express **6**, 123002 (2013).

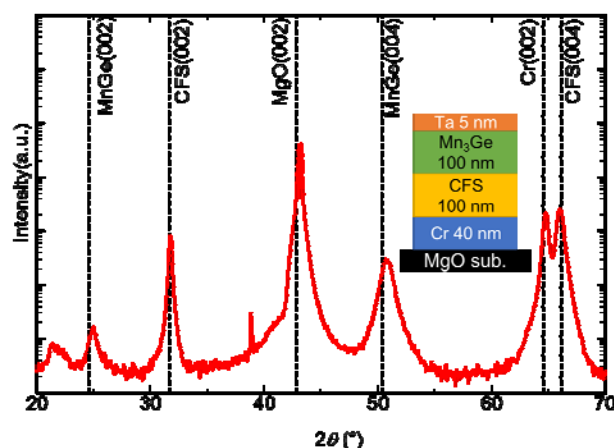


Fig.1 XRD pattern of CFS(100 nm)/Mn₃Ge(100 nm) film.

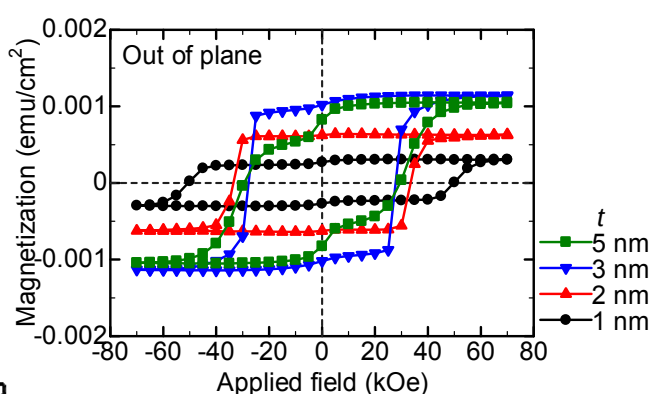


Fig.2 M-H loops of CFS(*t* nm)/Mn₃Ge(100 nm) structure

キュリー温度変調 TbFe/GdFeCo 交換結合構造による反転磁界制御

塚本新¹, 園部義明², 吉川大貴³

(¹ 日本大学理工学部, ² サムスン日本研究所, ³ 日本大学大学院理工学研究科)

Curie temperature controlled TbFe/GdFeCo hybrid structure for low field magnetization switching

A. Tsukamoto¹, Y. Sonobe², H. Yoshikawa³

(¹ College of Science and Technology Nihon Univ., ² Samsung R&D Institute Japan, ³ Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ.,)

はじめに 低エネルギー磁化スイッチング可能な磁気記録媒体やMRAM素子実現に向け、熱磁気特性の異なる二層からなる交換結合磁性層構造による高効率熱的反転磁界低減につき検討を行った。室温（アーカイブ温度）において高保磁力を有し、高い反転磁界の温度依存性を発現するとともに、記録温度において熱的に安定した低磁場磁化反転特性を得る事を目的とした。本検討では、低Curie温度および高磁気異方性（高保磁力）を有する磁性薄膜(A)と高Curie温度および低磁気異方性（低保磁力）を有する磁性薄膜(B)が交換結合した、キュリー温度変調複合磁性構造 (Curie temperature (T_c) controlled hybrid structure: TcC) により、急峻な熱的反転磁界制御を可能とする磁性薄膜を形成した。

作製試料 同系統の材料を用いた磁性薄膜にて上記反転磁界低減を実現する磁性薄膜を形成するために、低Curie温度で高磁気異方性な磁性薄膜には(A) Tb₂₀Fe₈₀ (10nm) を、高Curie温度で低磁気異方性な磁性薄膜には (B) Gd₂₂Fe_{68.2}Co_{9.8} (10nm) とし、3元同時マグネトロンスパッタにより製膜した。それぞれ室温 (300 K) から400Kの保磁力の温度依存特性はFig. 1の様になる。各磁性層単層での特性は、(A) SiN (60 nm) / Tb₂₀Fe₈₀ (10 nm) / SiN (5nm) / glass sub. は室温にて保磁力Hc~2.5kOe、Curie温度 T_c を約377 K (外挿値) に有し、(B) SiN (60 nm) / Gd₂₂Fe_{68.2}Co_{9.8} (10 nm) / SiN (5nm) / glass sub. は上記温度範囲において、Hcが24~64Oe程度と低Hcかつ小さな温度変化にとどまる。そこで、上記二種の薄膜からなる交換結合二層膜(A+B) SiN (60 nm) / Tb₂₀Fe₈₀ (10 nm) / Gd₂₂Fe_{68.2}Co_{9.8} (10 nm) / SiN (5nm) / glass sub. を作製、その保磁力の温度特性を評価した。

実験結果 作製した試料(A+B)は、300~400Kの測定温度域において、いずれも角型比の良い垂直磁気ヒステリシス特性を示した。図1に示すように保磁力の温度依存性において室温(300 K)付近において急峻に保磁力の減少 (300K~350Kにおいて1kOe/50K) を示すとともに、その温度勾配は370K付近で緩やかとなり、400 K では、室温の5% 程度となった。実際に、400Kまで加熱した後、一時的に100 Oeの反転磁界を印加後、無磁場で室温へ冷却する事で、完全磁化反転状態が誘起可能であることを確認した。以上より、TcC磁性薄膜が、アーカイブ温度において高保磁力を発現するとともに、比較的低い記録温度において熱的に安定した低磁場磁化反転特性を形成可能であることを示した。このようなTcC構造は低消費電力の磁気記録やMRAM等への応用が期待される。

謝辞 本研究の一部は、文部科学省私立大学戦略的研究基盤形成支援事業(S1311020)の助成により行った。

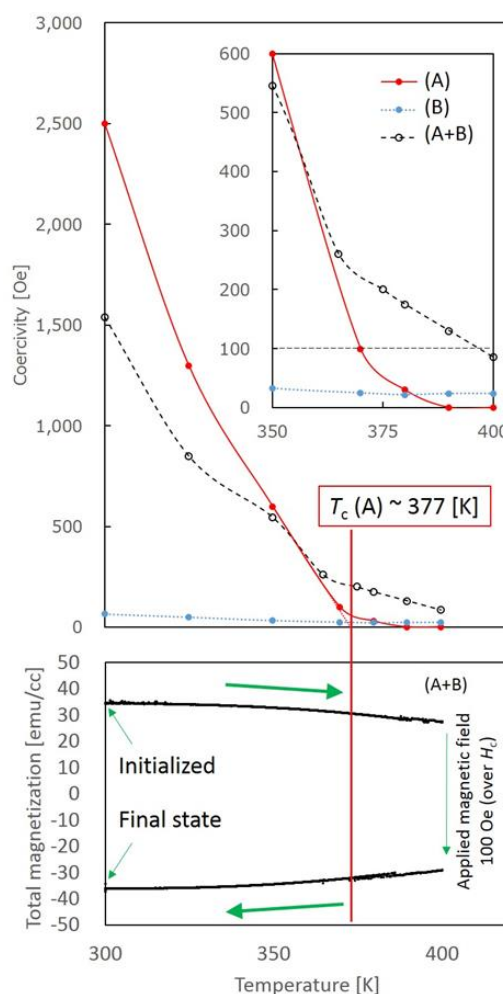


Fig. 1 Temperature dependence of Coercivity and magnetization in (A) SiN (60 nm) / Tb₂₀Fe₈₀ (10 nm) / SiN (5nm) / glass sub., (B) SiN (60 nm) / Gd₂₂Fe_{68.2}Co_{9.8} (10 nm) / SiN (5nm) / glass sub., (A+B) SiN (60 nm) / Tb₂₀Fe₈₀ (10 nm) / Gd₂₂Fe_{68.2}Co_{9.8} (10 nm) / SiN (5nm) / glass sub.

垂直磁化 GdFeCo 膜のスピンホール効果による磁化反転

松村智矢, 大島大輝, 加藤剛志, 岩田聡

(名古屋大学)

Spin Hall switching of perpendicular magnetized GdFeCo films

T. Matsumura, D. Oshima, T. Kato, S. Iwata

(Nagoya Univ)

はじめに

Gbit を超える MRAM 開発およびその低消費電力化において, 磁性薄膜の高効率な磁化反転手法の開発が求められている. スピンホール効果による純スピン流を利用した磁化反転は, 現在開発中のスピントランスポールトルク磁化反転に比べて低消費電力化の可能性があり, また書き込みマージンの確保が容易であるなどの利点があると指摘されている¹⁾. 本研究では, 希土類-遷移金属(RE-TM)合金である GdFeCo 膜について TM-rich および RE-rich 組成の垂直磁化膜でスピンホール効果による磁化反転を確認し, 磁化反転電流の印可磁界依存性, スピンホール角の大きさを調べたので報告する.

実験方法

超高真空マグネトロンスパッタ装置により, 熱酸化膜付き Si 基板上に substrate / Ta (10 nm) / Gd_x(Fe₉₀Co₁₀)_{100-x} (5 nm) / SiN (5 nm) を成膜した. 素子の加工には, 電子ビームリソグラフィと Ar⁺イオンエッチングを用い, 幅 3 μm のホールクロス構造を作製した. スピンホール効果による磁化反転は電流端子にパルス幅 0.1 sec のパルス電流 I_{pulse} を通電後, 読み出し電流 $I_{\text{read}} = 80 \mu\text{A}$ で Hall 電圧を測定することにより確認した. また, 測定時には印可電流と平行に磁界 H_{ext} を加えた.

実験結果

Fig. 1 は, Gd₂₁(FeCo)₇₉ 膜 (TM-rich) において所定のパルス電流 I_{pulse} を流した後にホール電圧 V_H を測定した結果を示している. なお, I_{pulse} と平行に $H_{\text{ext}} = 100 \text{ Oe}$ を印加している. $I_{\text{pulse}} = \pm 2.5 \text{ mA}$ 付近でスピンホール効果による磁化反転を反映したホール電圧の急峻な変化が観測されている. 正, 負の I_{pulse} から見積もった平均の反転電流密度 J_{sw} は, $6 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ 程度となった. TM-rich と RE-rich では Hall 電圧の符号は反転するが, スピンホール磁化反転はどちらの組成においても $I_{\text{pulse}}, H_{\text{ext}}$ がともに正方向の時, 正味の磁化が膜面上向きから下向きに反転することが分かった. また, スピンホール効果による磁化反転の J_{sw} の H_{ext} 依存性は GdFeCo 膜の磁化が大きく, 異方性磁界が小さいものの方が大きいという結果を得た. Fig 2 は Gd₂₁(FeCo)₇₉ 膜に $I_{\text{DC}} = \pm 2.0 \text{ mA}$ を流しながら, I_{DC} と平行な磁界 H_{in} を増加させたときのホール抵抗 R_H の変化を表している. スピンホール効果により $I_{\text{DC}} = -2 \text{ mA}$ より, $+2 \text{ mA}$ の方が磁化が面内を向きやすくなっている. R_H の面内磁界 H_{in} 依存性から見積もったスピンホール角¹⁾はおおよそ 0.1 程度であり, TM-rich, RE-rich と同程度であることが分かった.

参考文献

- 1) L. Liu *et al.*, Science, **336**, 555 (2012).

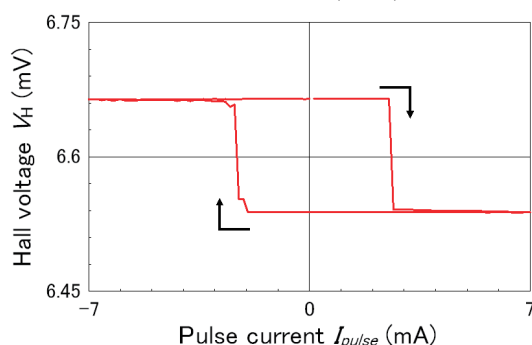


Fig. 1 Anomalous Hall voltage of Gd₂₁(Fe₉₀Co₁₀)₇₉ after the application of in-plane pulse current I_{pulse} , under an external field of $H_{\text{ext}} = 100 \text{ Oe}$.

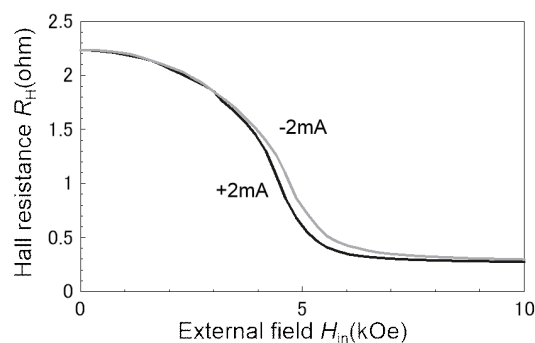


Fig. 2 In-plane field H_{in} dependence of Hall resistance R_H of Gd₂₁(Fe₉₀Co₁₀)₇₉ measured applying a DC current of $I_{\text{DC}} = \pm 2.0 \text{ mA}$.

Co₂FeSi/MgO 積層界面への酸素曝露による磁気異方性への影響

篠原 光貴, 鈴木 隆寛, 高村 陽太, 中川 茂樹
(東京工業大学 工学院 電気電子系)

Change of magnetic anisotropy of Co₂FeSi/MgO films induced by oxygen exposure at the interface

K. Shinohara, T. Suzuki, Y. Takamura, S. Nakagawa
(School of Engineering, Tokyo Institute of Technology)

1. はじめに

垂直磁気異方性(PMA)を有する垂直磁化型磁気トンネル接合 (p-MTJ)は, 低電流で磁化反転が可能であることから, 次世代の MRAM 用基本メモリ素子として注目を集めている. 近年では PMA を有する CoFeB/MgO/CoFeB 構造においてトンネル磁気抵抗効果 (TMR)が観測され, p-MTJ の実現に成功している^{[1], [2]}. しかし, 従来の p-MTJ は TMR 比が小さい. 高い TMR 比を実現するためにはスピン分極率が 100%のハーフメタル強磁性体(HMF)が有望であるが, 両電極に HMF を用いた p-MTJ は未だ実現されていない. 本研究では HMF として期待されるフルホイスラー合金 Co₂FeSi(CFS)を用いて垂直磁化膜の作製に取り組んでいる^[3]. これまでに報告した CFS/MgO 構造における垂直磁化膜では CFS の成膜温度は室温であったが, 今回 CFS を 400°Cで成膜後, 酸素曝露を行うことで L₂₁ 構造の実現と垂直磁気異方性の向上に成功したため報告する.

2. 実験方法

試料は, 対向ターゲット式スパッタ法を用いて MgO(100)単結晶基板上に作製した. 試料の構造は MgO 基板/Cr(40 nm)/Pd(40 nm)/CFS(*t*_{CFS} nm)/MgO(*t*_{MgO} nm)/Ta(10 nm)で, MgO は RF スパッタで, それ以外の膜はすべて DC スパッタで成膜した. 成膜温度は CFS 層を 400°C, それ以外の膜を室温とした. 酸素曝露は CFS を成膜後室温で 2.0 Pa, 10 min 行った.

3. 実験結果

Fig.1 に作製した試料の磁化特性を示す. CFS(0.7 nm)/MgO(1.5 nm)構造では Out-of-plane の *M-H* 曲線において, 5 kOe 以上の大きな飽和磁界が確認されたが, CFS(0.7 nm)/MgO(1.5 nm)の界面で酸素曝露を行うことにより, Fig.1(b)のように飽和磁界が減少した. これは酸素曝露により垂直磁気異方性が強まったことを示唆している. Fig.1 の In-plane と Out-of-plane のそれぞれの *M-H* 曲線で囲まれた領域の面積により垂直磁気異方性エネルギー *K_u* を見積もると, 酸素曝露により *K_u* の値は -2.7×10^6 から -5.9×10^5 erg/cm³ に増加することが分かった. また, Fig.1(a), (b)で飽和磁化がほぼ同じであることから, 酸素曝露に伴う CFS の膜質の劣化がないことも確認できた.

謝辞

本研究は STARC(半導体理工学研究センター)の IS プログラムの助成を受けて実施されました. 謝意を表します.

参考文献

- [1] S. Ikeda *et al.*, *Nat. Mater.* **9**, 721 (2010).
- [2] H. Sato *et al.*, *IEEE Magn. Lett.*, vol. **3** (2012)
- [3] Y. Takamura *et al.*, *J. Appl. Phys. Lett.*, vol. **115**, 17C732 (2014)

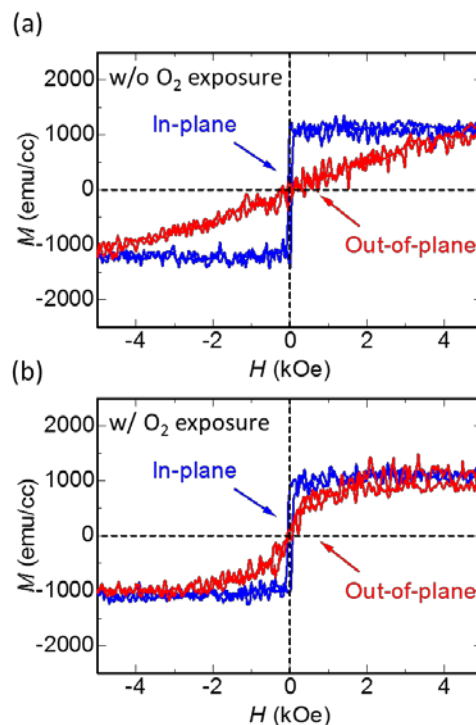


Fig.1 : *M-H* loops of CFS(0.7 nm)/MgO(1.5 nm) structure formed (a) w/o O₂ exposure, (b) w/ O₂ exposure

Co- and Ti-substituted M-type hexaferrites for high frequency applications

Ranajit Sai^{*1}, Masahiro Yamaguchi¹, Shigeru Takeda², Shin Yabukami³ and S. A. Shivashankar⁴

¹Department of Electrical Engineering, Tohoku University, Sendai, Japan;

²Magnonotech Ltd., Kumagaya, Saitama, Japan

³Department of Electrical Engineering, Tohoku Gakuin University, Tagajo, Japan

⁴Centre for Nano Science and Engineering, Indian Institute of Science, Bengaluru, India

The radio waves for 5G are expected to be in X- band (8-12 GHz) or in K-band (12-40 GHz) according to the latest 3GPP release. This necessitated the development of magnetic materials suitable at aforesaid frequency bands for passive devices as conventional soft-magnetic materials cannot be employed anymore owing to their extremely lossy characteristics at those frequency bands. M-type hexaferrites are blessed with reasonably high permeability and high magnetocrystalline anisotropy that restricts losses up to a few tens of GHz. However, appropriate cation substitution in their crystal lattice not only enables tuning of anisotropy but also transforms it magnetically soft. Co- and Ti-substituted Sr-based M-type hexaferrite can thus be of extreme importance owing to their suitable soft-magnetic properties in the desired frequency regime.

In this work, the candidature of $\text{SrCo}_x\text{Ti}_{12-2x}\text{O}_{19}$, $x=1.0, 1.2, \text{ and } 1.4$ polycrystalline powder as a suitable material for its use in microwave passives is assessed. H_C drops drastically from ~ 300 Oe to ~ 40 Oe as the level of substitution, x increases from 1.0 to 1.4. As a result, ferromagnetic resonance (FMR) frequency also decreases from ~ 20 GHz to 5.4 GHz, making it particularly suitable for the use of high frequency passives. ZFC/FC measurement reveals the absence of interparticle interactions in the samples. At the same time the magnetic layers, formed when the powder of all sample are mixed with epoxy resin, found to be magnetically isotropic in all direction. This lowers their real part of permeabilities to some extent. High frequency magnetic characteristics of ferrite-epoxy layers are investigated through two different measurement techniques [1], [2], such as microstrip probe, and shorted micro-strip line measurement. Both measurements are calibrated by high external DC bias field. The resulting frequency dispersion of permeability of one of the sample, obtained from both measurements agrees well with each other as demonstrated in Figure 1c, indicates the shift of FMR frequency from with level of substitution. Minute presence of impurity phases as revealed by XRD (Figure 1a) resulted in a small FMR peak around 1.3 GHz observed in all measurements as well. These results outlined the suitability of CoTiM family of hexaferrites for their integration into high frequency passives. The work also highlights the strength and weaknesses of different broadband measurement techniques for the investigation of high frequency magnetic characteristics of relatively low permeable hexaferrites.

Reference

- 1) S. Takeda et al., J. J. Soc. Pow. Mat., 61, p303, (2014).
- 2) T. Kimura et al., J. Magn. Soc. Jpn, 38, 87, (2014).

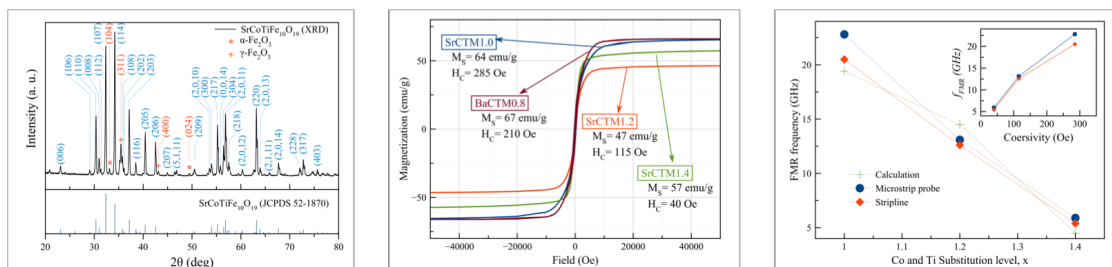


Figure 1: (a) Powder XRD pattern of the SrCoTiM ; (b) M-H plot of four different CoTiM hexaferrite powder (c) Effect of Co and Ti substitution on FMR frequency and in inset, dependence of FMR frequency on coercivity.

Analysis of magnetic near field noise suppression of multilayered Co-Zr-Nb film integrated on MSL

Jingyan Ma, Hanae Aoki, Masahiro Yamaguchi

Tohoku University, Sendai, Japan

1. Introduction

As the IC technology becomes finer and its switching speed becomes faster, a radio frequency integrated circuit (RF IC) chip in a receiver of wireless communication system is tend to be led to a failure of signal processing [1], due to inductive and conductive noise couplings generated by magnetic flux and displacement currents. Therefore, a blocking of those coupling paths is required. Soft magnetic film integration has advantage in suppressing near field [2] and conduction noises [3] without increasing footprint on a die, owing to the performance of ferromagnetic resonance (FMR). In order to develop better soft magnetic film, it is necessary to understand the mechanism of noise suppression. Therefore, a microstrip line (hereafter MSL) with an eight-layer crossed-anisotropy Co-Zr-Nb film on the top is chosen as a basic structure to substitute the complicated film-integrated RF IC chip which is consisted of many power and ground lines.

2. Approach

Figure 1 shows the experimental setup in this work. The multilayered magnetic film is deposited on a glass substrate. The film is placed upon the top surface of MSL whose signal line is 160 μm wide and 20 mm long, and corresponding characteristic impedance is 50 Ω . A magnetic near field probe with a planar shield loop type sensing coil is placed 600 μm above the film to measure the magnetic field intensity. A network analyzer provides input power of -5 dBm along frequency range of 0.1 to 4 GHz

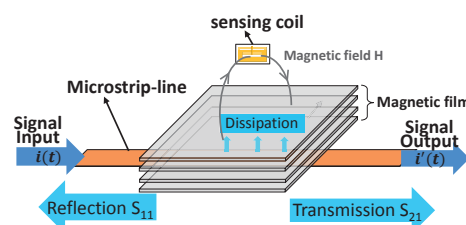


Fig. 1 Experimental setup

3. Results and discussion

The experimental results and the simulation results agree in both magnetic field and conduction loss, respectively. Additional simulations are performed to analyze the suppression effect of near field noise. The FMR and eddy current loss are considered as the main reasons for near field shielding effectiveness. Therefore, the contributions of frequency-dependent complex permeability and film resistivity into shielding effect is studied separately. Different permeability and resistivity through case B to case E are assumed as shown in Table 1. The corresponding results are shown in Fig.2.

4. Conclusion

In this paper, the magnetic near field shielding effectiveness and conduction noise suppression of four-layer uniaxial anisotropy Co-Zr-Nb film were investigated by both measurement and simulation. The eddy current and FMR losses were analyzed separately by controlling film resistivity and frequency-dependent complex permeability in simulation. The contribution of eddy current and FMR loss in near field shielding were explained. The results clarified that both eddy current and FMR are contributing significantly to magnetic shielding, wherein the quantitative degree of near field noise suppression is significantly controlled by eddy current loss, while the frequency of maximum near field suppression was dominated by FMR frequency.

Reference

- 1) T Sudo, et al. (2004), IEEE Transactions on Advanced Packaging, vol. 27, No. 2, pp. 304-314.
- 2) J Kim et al. (1998), Electronic Components and Technology Conference, vol. 48, pp. 610-614.,
- 3) Y Kayano, et al. (2004), IEEE Transactions on Electromagnetic compatibility, vol. 46, no. 1, pp. 46-53..

Table 1. Assumed relative permeability and resistivity

Case	e.a. orientation	Permeability parameter, μ_r	Resistivity, ρ , $\mu\Omega\cdot\text{cm}$
A^a	MSL//e.a.	$\mu(f)$	120
B	Isotropic	780	≈ 0
C	Isotropic	780	≈ 0
D	MSL//e.a.	$\mu(f)$	$\approx \infty$
E	Isotropic	1	≈ 0
F^b	Blank (without film)	1	0
G	MSL//e.a.	$\mu(f)$	60
H	MSL//e.a.	$\mu(f)$	1200

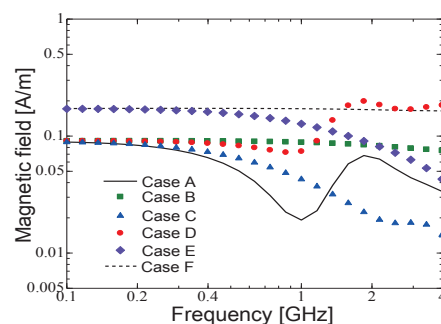


Fig. 2 simulation results of case A to F

高 Q-RF インダクタ用複合材料磁心の基礎検討

*曾根原 誠, 宮嶋 優希, 佐藤 敏郎
(信州大学)

Basic examination of the composite magnetic core for high Q-factor RF-inductor

M. Sonehara, Y. Miyajima, T. Sato
(Shinshu University)

はじめに

携帯情報端末には通信の安定性向上とバッテリー駆動の長時間化が要求されている。その一例として送受信回路における CMOS-LNA の低損失化・高効率化が挙げられる。CMOS-LNA には、MOS-FET の他にインダクタなど各種受動部品が多数使用されている¹⁾。特にインダクタに注目すると、平面スパイラル構造の空心インダクタであり、近接効果による損失が問題になっている。

そこで筆者らは、コイル間にカルボニル鉄粉（以下、CIP と記述）をエポキシ樹脂中に分散させた複合材料を充填した高 Q-RF インダクタを考案し、開発を進めている。複合材料磁心インダクタは、コイル間に磁性複合材料があるため、交番磁束は隣接するコイル導体よりも複合材料の方へ通り易くなり、近接効果を低減することができる。520 x 450 x 8 μm^3 , L/S = 55/15 μm , 2 turn の複合材料磁心スパイラルインダクタを作製したところ、1 GHz において $Q = 29$ を達成し、同サイズの空心インダクタよりも Q 値を約 30 % 高くすることができた²⁾。本稿では、更なる高 Q 化のため、CIP が凝集しても渦電流が粒子間を跨いで流れて渦電流損失が大きくならないように CIP を大気中熱処理して高抵抗被膜を形成した実験結果について述べる。

実験・測定方法

表面酸化 CIP の作製には、マッフル炉（デンケン・ハイデンタル製；KDF-009）を用いて大気中熱処理をした。熱処理条件は、180-300 [°C] で 6 h とした。表面酸化 CIP の酸化膜の観察には電界放出形走査電子顕微鏡 (FE-SEM) を使い、結晶構造の観察には粉末 X 線回折法 (XRD) を用いた。

実験結果

Fig. 1 に断面 SEM 像より見積もった表面酸化 CIP の酸化膜厚と熱処理温度の関係を示すが、熱処理温度が高くなるに伴い単調に酸化膜厚が厚くなるのがわかる。

Fig. 2 に大気中熱処理した CIP の XRD 回折パターンを示す。As-made CIP は $\alpha\text{-Fe}$ のみが観測されるが、表面酸化 CIP は熱処理温度が高くなるに伴い Fe_3O_4 および Fe_2O_3 の強度が増す。また Fig. 3 に Fig. 2 の $\alpha\text{-Fe}$ (110) の半値幅より算出した平均結晶子サイズと熱処理温度の関係を示す。同図より 240°C 以上で結晶子サイズが増大することがわかり、保磁力も増大するものと考えられる。

当日は、表面酸化 CIP/エポキシ樹脂複合材料の複素透磁率の周波数特性や電磁界解析の結果などについて報告する。

謝辞

現在本研究は、JSPS 科学研究費補助金 15K18047 の助成を受けており、ここに深謝します。

参考文献

- 1) O.A. Hidayov, et al.: *Electronics letters*, **49**, 23, pp.1433-1435 (2013).
- 2) M. Sonehara, et al.: *IEEE Transactions on Electrical and Electronic Engineering*, **11**, 6, (2016) (In press).

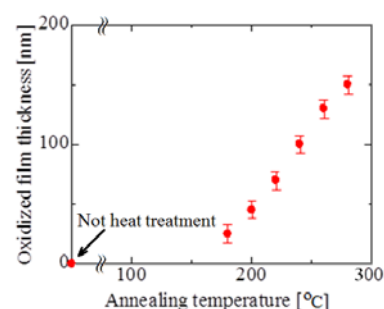


Fig. 1 Oxidized film thickness on CIP vs. annealing temperature

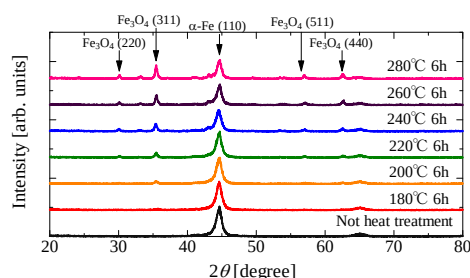


Fig. 2 Powder XRD pattern of annealed CIP

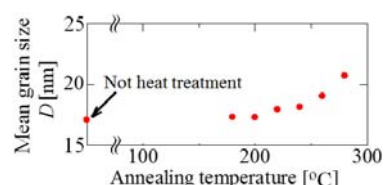


Fig. 3 Mean grain size in annealed CIP vs. annealing temperature

負の透磁率材料を用いた高周波線路の表皮効果抑制メカニズムの考察

森山竜太、黒川勇太、中山英俊、清野雄貴、湯澤凌芽
(長野高専)

Consideration of Skin Effect Suppression Mechanism in RF Transmission Line
with Negative Permeability Material

R. Moriyama, Y. Kurokawa, H. Nakayama, Y. Kiyono, R. Yuzawa

(Nat. Ins. Tech. Nagano Coll.)

はじめに

高周波線路では表皮効果により損失が増大するため、低損失化の大きな課題である。表皮効果を解決する革新的手法として、負の透磁率材料による表皮効果抑制に関する研究^{1),2)}が進められ、山口らの先行研究により、その抑制効果が実証された¹⁾。同研究では、薄膜積層構造による矩形断面線路の表皮効果抑制の設計指針を示したが、矩形線路は複雑な電磁界メカニズムで解析が難しいため、詳細な設計は有限要素法解析等に頼らざるを得ない。本研究では、負の透磁率材料の適用効果の原理的検証のため、円形断面線路を対象に理論検証を行い、そのメカニズムを理解することにより、設計における有効な指針を得ることを試みた。

負の透磁率材料を用いた高周波伝送線路理論

本研究では原理検証のため、最も単純な円形断面構造の線路を対象に、Fig.1 に示す電磁界モデルで検討した。同心円状の多層線路の電流密度分布は、電磁界理論式の導出により式(1)で求められる³⁾。半径 a [m] の第1層に正の透磁率材料(導電率 σ_1 、透磁率 $\mu_1 > 0$)を、半径 b [m] の第2層に負の透磁率材料(導電率 σ_2 、透磁率 $\mu_2 > 0$)を想定した場合、それぞれの内部の電流密度 $i_{z1}(r)$ および $i_{z2}(r)$ は式(1)により算出できる。

$$i_{z1}(r) = \frac{k_1 I_1 J_0(k_1 r)}{2\pi a J_1(k_1 a)}, \quad i_{z2}(r) = \frac{\sigma_2 J_0(k_2 a) k_1 I_1 J_0(k_2 r)}{\sigma_1 J_0(k_2 a) 2\pi a J_1(k_1 a)} \quad \dots (1)$$

ここで、 k_1 および k_2 は各材料特性に基づく係数であり、 J_0 および J_1 は Bessel 関数を示す³⁾。

結果と考察

Fig.2 に2層構造の円形断面線路における電流密度分布の一例を示す。設定条件は、第2層の半径 $b = 7\mu\text{m}$ 、周波数 $f = 3\text{GHz}$ とし、2つの材料の導電率を Cu と同等($\sigma_1 = \sigma_2 = 5.81 \times 10^7 \text{S/m}$)とし、比透磁率の大きさが1である正/負の透磁率材料($\mu_{r1} = +1$, $\mu_{r2} = -1$)を想定した。第1層の半径を $a = 0 \sim 7\mu\text{m}$ に変化させた場合、Fig.2(b)のように電流密度の位相 $\angle i_z(r)$ が層の境界面で変曲する結果が得られた。以上より、単位電流を流す場合に、損失を小さくするには、特に位相に配慮して、電流密度の偏りが少なくなるように積層厚さを設計すれば良いことが分かった。

謝辞

本研究の一部は、JSPS 科研費 26820135 および総務省 SCOPE 若手ワイヤレス研究者等育成型 165104001 の助成を受けており、ここに感謝申し上げます。

参考文献

- 1) Yamaguchi et al.: MWE 2008 Microwave Workshop Digest, 207-210 (2018).
- 2) Nakayama et al.: Digest of the 37th Annual Conf. Magn. Jpn., 37, 381 (2013).
- 3) Mizuno et al.: The Papers of Technical Meeting on Magn., IEE Jpn., MAG-06-82~87, 7-15 (2006).

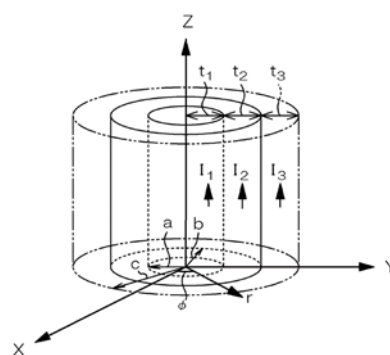
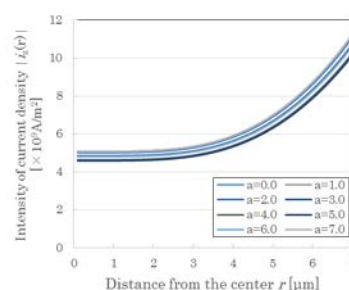
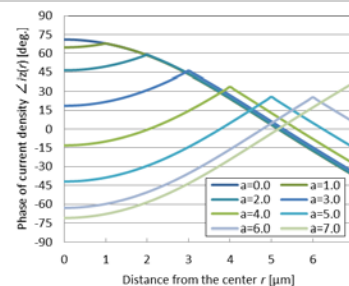


Fig. 1 Structure of cylinder transmission line.



(a) Intensity of current density



(b) Phase of current density

Fig. 2 Current density vs. distance from the center ($f = 3\text{GHz}$, $b = 7\mu\text{m}$).

可塑性樹脂／磁性破碎粒子複合材料 成形過程における配向性付与の可能性

大久保秀輝*, 三浦健司, 長田洋 (岩手大学)

Feasibility of orientation control during forming process for magnetic powder-plastic composites

Hideki Okubo, Kenji Miura, Hiroshi Osada (Iwate University),

まえがき

電波吸収体の減肉化を目的として、可塑性樹脂とソフトフェライト磁性粉の複合材料の透磁率を、熱圧縮方向を考慮して評価することで、熱圧縮成形過程での粒子配向の可能性について検討した。粒子形状に由来する複合材料の反磁界係数算出のために、使用した磁性破碎粒子と軸比において酷似している三次元ボロノイセルを利用することで粒子配向時の反磁界係数の上限（下限）値を求め、その反磁界係数をもとに算出した無配向時／配向時の透磁率と実験で得られた透磁率と比較することで、配向度に関する考察を行った。

試料作製および実験方法

Mn・Zn フェライトコアを粉碎した磁性粉とポリプロピレンを主原料とするコンパウンド（磁性粉体積割合：約 40 %）を作製し、顆粒状にしたものを 100 × 100 × 5 mm の金型内で 180℃で熱圧縮することにより平板型に成形した。このサンプルの中心から 0, 15, 27, 57 mm の 4 距離（各 A, B, C, D とする）の位置で一辺約 5 mm の立方試験体を作製し、VSM を用いてヒステリシス曲線を測定した。このとき、平板型サンプルにおける中心からの面内方向と厚さ（圧縮）方向をそれぞれ x, z 方向とした。

実験結果

Fig. 1 に平板型サンプル中心からの距離に対する各軸方向の比透磁率（反磁界補正後）を示す。すべての位置において z 軸方向の比透磁率が他の二軸の比透磁率より小さいが、中心から離れるほど x, y 軸方向の比透磁率の平均と z 軸方向の比透磁率の差が減少する傾向が確認された。これらから、中心付近では粒子短軸が圧縮方向に配向する傾向が強く、中心から離れるほどランダム分散の度合いが強まると考えられた。

Fig.2 に、反磁界係数と透磁率との関係式から導出した、磁性粒子三次元ランダム配向時の比透磁率（ μ_{random} ）に対する、後述する粒子配向時の比透磁率（ μ_{oriented} ）の関係を示す。ここでは、全粒子の短軸を z 軸方向に配向（長軸は xy 平面内でランダム配向）した場合の計算結果について示す。完全に z 軸方向に短軸が配向した場合、 μ_{random} が 6 程度であるとする μ_z と μ_x の比が約 2 倍程度になることが予想された。また、この理論値と試作した複合材料の透磁率を比較したところ、配向度は必ずしも高くはなく、改善の余地があることが明らかになった。

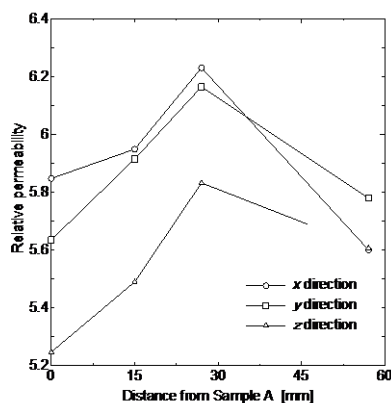


Fig. 1 Relative permeabilities of the specimen A, B, C, and D.

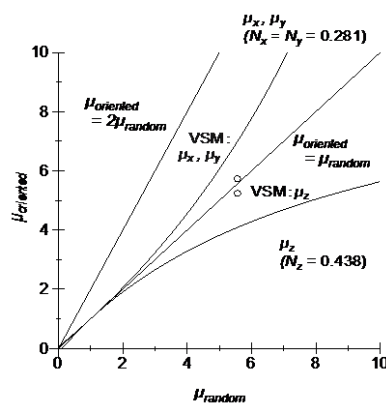


Fig. 2 Relationship between permeabilities of oriented/random cases.

30GHz 帯を目指した磁性薄膜の高周波透磁率測定

武田 茂、直江正幸*、発知富夫**、本村貞美**、鈴木洋介**

(Magnontech, *電磁研、**キーコム)

High Frequency Permeability Measurements of Magnetic Thin Films aiming at 30GHz Band

S. Takeda, M. Naoe*, T. Hotchi**, S. Motomura**, H. Suzuki**

(Magnontech, Ltd., *Res. Inst. for Electromagnetic Materials, **KEYCOM Corp.)

はじめに 我々は、遮蔽型短絡マイクロストリップ線路を用いて、10GHz までの磁性薄膜の高周波透磁率の測定結果を報告した¹⁾。今回、さらなる高周波化を目指して、30GHz までの基礎検討を行ったので報告する。

問題点と対策 我々の測定原理である集中定数近似²⁾を用いて高周波化する場合の問題点を整理する。一つは、電磁波の伝播方向の試料の電気的長さを $\lambda/4$ 以下にすることである。また、形状を正方形の形状のまま小さくすると検出信号が下がる。TEM モードが維持され平面波が伝播するとすれば、その面内垂直方向の寸法制限は緩い。そこで試料の一辺の長さだけ短くして、形状を長方形とした。さらに、基板体積由来の静電容量の影響をできるだけ抑えるために、薄い基板を用いた。もう一つは、薄膜試料による微弱な信号強度と同程度の細かい不要共振モードの雑音を如何に抑えるかということである。このため、測定治具の形状、ストリップ線路の形状、多重反射を抑えるための吸収体の貼り付けなどを検討した。

実験方法 Fig.1 に測定治具の断面図を示す。ストリップ線路幅 $w=3.24$ mm, 線路高さ $h_1=0.8$ mm, $h_2=3.7$ mm である。治具全体の共振の効果を見るために、長さ $l=3$ mm, 8 mm の二つの治具を用いた。試料には高異方性のナノグラニューラ面内一軸異方性膜³⁾を用い、その磁化困難軸の透磁率を測定した。試料形状は、2 mm × 10 mm の短冊試料とした。基板の厚みは、 $d=0.2$ mm, 0.3 mm の 2 種類である。ゼロ点測定には、外部からマイクロ波磁界と平行に 5kOe の静磁界を加えた (Field 法)。周波数掃引範囲は 0.1~30GHz である。

実験結果と考察 Fig.2 に $l=8$ mm 長治具を用いて測定した結果を、Fig.3 に $l=3$ mm 長治具を用いて測定した結果を示す。基板の誘電率と厚みはそれぞれ 6.4 及び 0.2 mm で、試料膜厚は 1.015 μm である。Fig.2 に示すように、8 mm 長の治具を用いた場合は、20 GHz まではスムーズな曲線が得られたが、それ以上では鋭い不要共振が見られ、測定不能であることが分かる。一方、Fig.3 の 3 mm 長治具を用いた場合は、20 GHz 以上の鋭い共振がなくなり、大幅に不要モードによる共振ノイズが軽減されているのが分かる。しかし、26 GHz にもブロードなピークが観測された。試料は不連続な異方性の強度分散を示しているが³⁾、このピークが膜の特性か否かは検討中である。いずれにせよ、今回の検討で 20 GHz まではスムーズに測定できることが分かった。ここで、磁化 $4\pi M_s$ を実際の 9.3 kG とし、強磁性共鳴周波数 f_r と低周波における透磁率 μ' との関係を、異方性磁界を変化させて計算すると、 $f_r=30$ GHz $\rightarrow \mu'=2.32$, $f_r=20$ GHz $\rightarrow \mu'=3.40$, $f_r=10$ GHz $\rightarrow \mu'=8.64$ である。 μ' は $1+(4\pi M_s/H_k)$ とした。そのときの H_k は、それぞれ 7034 Oe, 3876 Oe, 1216 Oe である。実際には、 H_k が 1216 Oe であり、 $f_r=10$ GHz、5GHz での μ' は 8.0 であった。これらは上記計算結果と非常によく一致している。

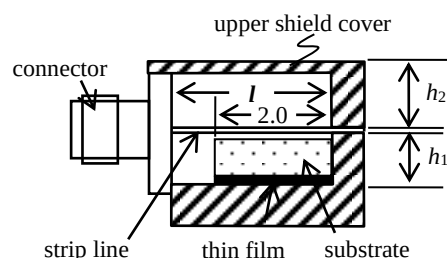


Fig.1 Shielded short-circuited microstrip line with magnetic thin film,

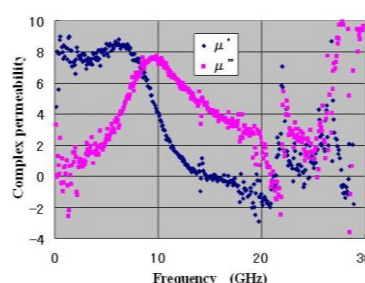


Fig.2 μ - f responses of magnetic thin film by 8mm long jig

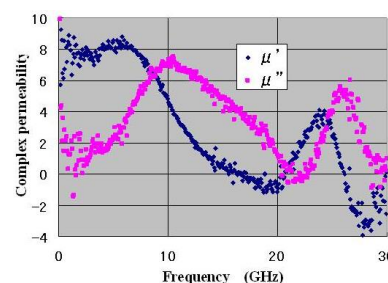


Fig.3 μ - f responses of magnetic thin film by 3mm long jig

参考文献

- 1) S. Takeda, et al., *J. Magn. Soc. Jpn.*, **39**, 227-231 (2015),
- 2) S. Takeda, et al., *J. Magn. Soc. Jpn.*, **39**, 116-120 (2015),
- 3) M. Naoe, et al., *IEEE Magn. Lett.*, **5**, #3700404 (2014)

磁性薄膜の応力と強磁性共鳴の評価

森 修, 薮上 信*, 遠藤 恭**, 島田 寛**, 内海 良一

(東栄科学産業, *東北学院大学, **東北大学)

Ferromagnetic resonance and stress of magnetic thin film by microstrip probe

O. Mori, S. Yabukami*, Y. Endo**, Y. Shimada**, R. Utsumi

(Toei Scientific Industrial co., ltd, *Tohoku Gakuin University, **Tohoku University)

1 はじめに インピーダンス整合を考慮したマイクロストリップ型プローブを磁性膜に近接させ強磁性共鳴周波数と応力との関係の評価した。

2 計測方法 Fig. 1 は磁性薄膜への歪みの印加方法を示したものである。磁性薄膜上部からマイクロストリップ型プローブ¹⁾を磁性薄膜にポリスチレンフィルムを介して近接配置し、磁性薄膜へ Fig. 1 のようにスペーサ (PTFE フッ素樹脂, 約 0.2 mm 厚) を薄膜下に配置することで、磁性薄膜へ応力を与え、薄膜内部の異方性を変化することにより、強磁性共鳴周波数の変化を評価する。マイクロストリップ線路に流れる高周波電流は線路の幅方向に高周波磁界を励磁するため、薄膜の磁化困難軸方向をマイクロストリップの幅方向と平行にして、強磁性共鳴周波数を評価する。プローブは同軸ケーブルを介してネットワークアナライザ (アジレントテクノロジー製 N9928A) に接続し、薄膜の容易軸方向へ約 1700 Oe の直流磁界を印加し、ほぼ飽和させた状態でネットワークアナライザをキャリブレーションする。その後磁界を解除してメインの測定をする。

3 計測結果 Fig. 2 に NiFe 薄膜 (24 mm × 12 mm, 厚さ 50 nm) のインピーダンスに対する磁性薄膜の寄与分 $(50(1-S_{21})/S_{21})^{1)}$ を周波数に対して示した。メイン測定は磁化容易軸方向へ 150 Oe の直流磁界を印加させて透過係数 (S_{21}) を測定した。BW は 1 kHz, 平均化回数は 10 回とした。NiFe 薄膜はガラス基板 (厚み 0.15 mm) 上に RF スパッタにより約 50 nm 成膜し、光てこ法で測定した磁歪定数は約 5×10^{-6} であった。Fig. 2 の実線は応力を印加しない状態、破線は Fig. 1 のように NiFe 薄膜へ引っ張り応力を与えた場合、一点破線は Fig. 1 の薄膜と基板を反転させて NiFe 薄膜へ圧縮応力を与えた場合の強磁性共鳴の変化を併記した。与えた歪みは Fig. 1 に記載するように厚さの変化が約 0.2 mm 程度であり、これを円周近似すると曲率半径は約 0.36 m と見積もられる。Fig. 2 より応力印加による強磁性共鳴周波数の変化は圧縮応力および引っ張り応力ともに約 230 MHz であった。磁性薄膜の容易軸方向へ引っ張り応力を

与えた場合には磁性薄膜の異方性磁界が高くなり、強磁性共鳴周波数が高周波化したものと考えられる。一方磁性膜厚の容易軸方向へ圧縮応力を与えることで、異方性磁界が低下し、強磁性共鳴周波数が低下したものと考えられ、これらの結果は定性的に合理的と考えられる。今後は共鳴周波数シフトと磁歪定数との関係の妥当性について吟味し、磁歪評価へ進める予定である。

謝辞 本研究の一部は宮城・仙台富県チャレンジ応援基金事業の成果である。

参考文献 1) T. Kimura, S. Yabukami, T. Ozawa, Y. Miyazawa, H. Kenju, and Y. Shimada, *Journal of the Magnetism Society of Japan*, **38**, 87 (2014).

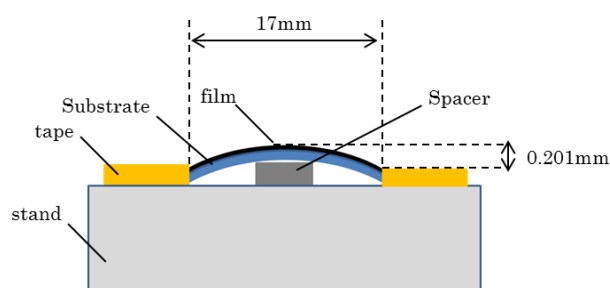


Fig. 1 Schematic of measurement system.

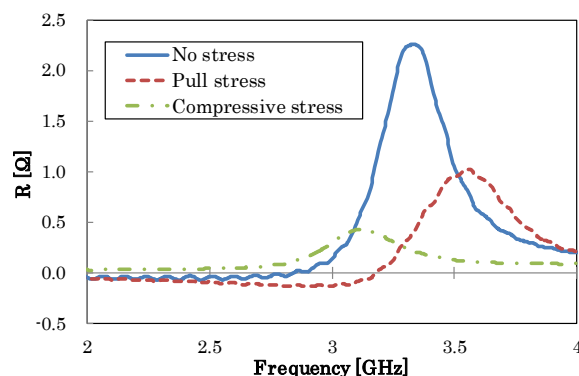


Fig. 2 FMR of FeNi film (24 mm × 12 mm, 50 nm thick).

スマートフォンに内蔵可能な地上波デジタル放送受信アンテナ

山本節夫, 栗巣普揮, 米原正道
(山口大)

Terrestrial digital TV broadcast reception antenna for smartphone

S. Yamamoto, H. Kurisu and M. Yonehara
(Yamaguchi Univ.)

はじめに

既に、二つ折り型携帯電話に内蔵可能な地上波デジタル TV 放送受信アンテナを提案し、試作し実用的な性能が得られることを実証した¹⁾。本研究では、スピネルフェライトを用いて、スマートフォンに内蔵可能な地上波デジタル TV 放送受信アンテナについて、有限要素法高周波電磁界解析シミュレーション(HFSS, Ansoft 社)で設計し、実際にアンテナを試作して性能実証を行った。

アンテナの構造

携帯電話端末に搭載するアンテナは、アンテナエレメント部だけが単独で機能するのではなく、基板 GND も含めた全体で、ダイポールアンテナ的に動作する。スマートフォンの基板 GND 部の長さは、二つ折り型携帯電話の場合よりもさらに一段と短いため、アンテナとして動作させるための実効的な長さが不足する。大きな比帯域に対応するとともに、筐体には内蔵するためのアンテナ長への厳しい制約(40 mm 以下)に加えて、基板 GND 長がさらに短い条件の中で、実用的なアンテナ利得(-5 dBi 以上)を満たす必要がある。そこで、Fig.1 に示すように、スマートフォンの基板 GND 面に、2 本のスリットを互いに逆向きに入れることによって、アンテナ給電部から見たときの基板 GND 長を確保した。フェライトと導体の構造の最適化により、整合回路を排除した。

シミュレーションと試作の結果

フェライトとしては、(周波数 400 - 800 MHz において比透磁率 3 - 3.1, 比誘電率 4.6, 磁氣的損失 0.039 - 0.04, 誘電正接 0.022) のものを想定した。シミュレーションによって、600MHz近傍でインピーダンスマッチングし、アンテナ利得の周波数特性(Fig.2 の実線)からわかるように地上デジタル放送の帯域を 85%以上カバーし、放射パターンについては等方的なパターンが発現するように設計した。

シミュレーション結果に基づいて、このアンテナを試作してアンテナ特性を測定評価した。その結果、470、600、710MHz の三点で放射パターンを測定し、どの周波数においても、8 の字パターンと等方的なパターン組み合わせによる典型的なダイポールアンテナ的な等方的指向性であることを確認した。また、アンテナ利得の周波数特性についてはシミュレーションと実測値がおおむね一致し、目標帯域の 100%をカバーした。また 600MHz の時、-0.31dBi という良好なアンテナ利得が確認された。

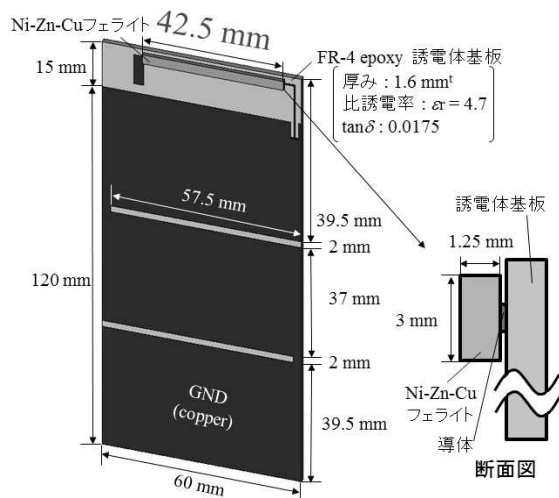


Fig.1 Structure of antenna.

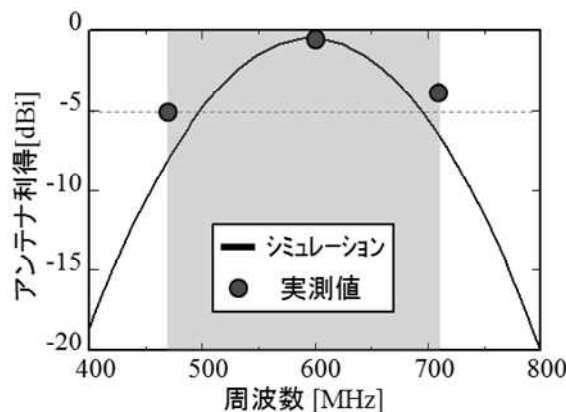


Fig.2 Frequency characteristics of antenna gain.

MI グラジオメータ用アクティブ磁気シールドの開発

滝谷貴史、内山剛

(名古屋大学)

Development of active magnetic shielding for MI gradiometer

T. Takiya, T. Uchiyama

(Nagoya Univ.)

はじめに

近年、生体磁気(10^{-12} T オーダ)検知を可能とする超高感度磁気センサの研究が盛んに行われている¹⁾。微小磁気検出では、環境外乱磁界の影響を抑制する必要がある、磁気シールドルームの使用が一般的である。しかし、検出する磁界が小さいほど高い磁界遮蔽率が要求され、磁気シールドの大きさは検出対象物の大きさに依存するため、装置の大型化および設置費の高騰が懸念される。我々が開発している MI センサは、磁界検出分解能が良く、地磁気下で安定動作することから差動出力(MI グラジオメータ)を構成し、空間的に様な外乱磁界の影響を抑制可能である²⁾。理想的な MI グラジオメータは、検出および参照用 MI 素子の磁界検出特性が一致しているが、実際には両素子の特性を完全に一致させることは困難であり、両素子の出力差がノイズとして出力される。本研究では、検出および参照用 MI 素子に共通に印加される磁界(コモンモード磁界)を、フィードバックコイルを介してセンサヘッドに負帰還させるアクティブ磁気シールドを試作した。

実験方法

MI グラジオメータ用アクティブ磁気シールドは、MI グラジオメータの参照用 MI 素子の出力電圧(E_{ref})を電流に変換し、直径 25 mm、長さ 80 mm のフィードバックコイル(ソレノイドコイル)に通電し、コモンモード磁界と逆相の磁界を発生させる(Fig.1)。本研究では、ヘルムホルツコイル(直径 400 mm, コイル間距離 200 mm)を用いて交流のコモンモード磁界を印加した場合の MI グラジオメータの参照用 MI 素子出力(B_{ref})とフィードバックコイル内に発生した磁界(B_{coil})を比較した。フィードバックコイル内の磁界は、市販のフラックスゲートセンサ(Fluxmaster, Stefan Mayer Instruments)を用いて測定した。

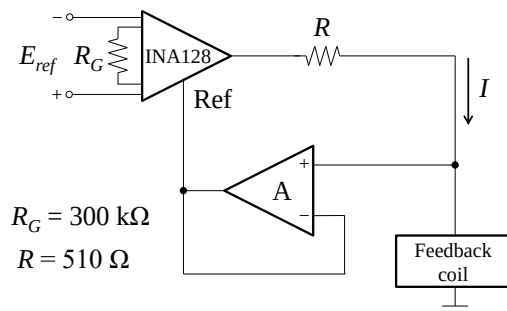


Fig.1 Block diagram of voltage to current converter

実験結果

Fig.2(a),(b)はヘルムホルツコイルを用いて振幅 $1\mu\text{T}$ 、10 Hz のコモンモード磁界を印加した時の B_{ref} と B_{coil} の比較である。 B_{ref} と B_{coil} は、振幅 $1\mu\text{T}$ で一致し、位相は反転した。この場合、フィードバックコイル内の磁場勾配は一定となり、検出および参照用 MI 素子に共通に印加される磁界が除去可能である。この結果、Fig.2(c)に示すように、従来のグラジオメータでは検出対象の微小磁気信号(振幅 5nT , 3Hz)にコモンモード磁界(振幅 70nT , 20Hz)が重畳されていたが、アクティブ磁気シールドを用いることによって目標信号を明白に検知可能である。

参考文献

- 1) T. Kobayashi: IEEJ Journal, Vol.136 No.1, pp8-9, 2016
- 2) T. Takiya, T. Uchiyama, H. Aoyama: J. Magn. Soc. Jpn., **40**, pp51-55, 2016

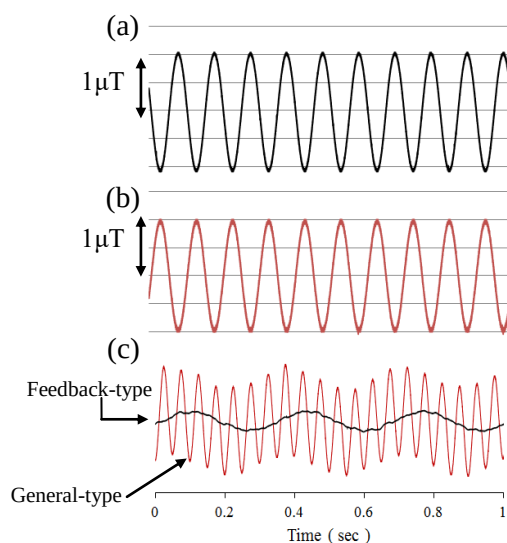


Fig.2. (a) Output of the reference-type MI element B_{ref} . (b) Magnetic field in a feed-back coil B_{coil} . (c) Microscopic magnetic signal in the common-mode field

高分解能 AD コンバーターTAD を用いたデジタル差分型

MI グラジオメータ

史 柯、滝谷 貴史、*渡辺 高元、内山 剛

(名古屋大学、*株式会社デンソー)

MI sensor based on Time Analog to Digital converter(TAD)for Gradiometer

Shi Ke、T. TAKIYA、*T. Watanabe、T. Uchiyama

(Nagoya Univ.、*DENSO CORPORATION)

はじめに

近年、ウェアラブルコンピューティングを構成するためにセンシングシステムはより重要になり、高性能化、集積化が進んでいる。本研究では、従来パルスを生成するため基板上に配置されていたCMOS IC・抵抗・キャパシタを省き、TADとFPGAで動作するデジタル型MIグラジオメータを構成した。TADはオールデジタル構成のため、回路の高度集積化が可能である。

実験方法

TADによって構築したMIセンサをヘルムホルツコイル(直径40cm)に配置し、 $0.25\mu\text{T}$ から $6.7\mu\text{T}$ の直流磁界を印加した場合の直流磁界感度を測定する。直流磁界感度が同程度の一組のMIセンサを用いてグラジオメータを構成する。

実験結果

Fig. 1はTADによって構成したグラジオメータの原理図である。FPGAはTADとMIセンサのパルスを生成し、MIセンサの出力は直接TADに入力され、TADがセンサの出力をAD変換して、信号をFPGAへ送信する。

Fig. 2はMIセンサおよびグラジオメータの出力である。(a)はセンサをヘルムホルツコイルに置き、同じ直流磁界を測定した。(b)はセンサ1とセンサ2の出力の差分を示す。差分出力が一樣磁界に対して変化しないようにデジタル補正を行った後、勾配磁界検出特性を評価する予定である。

参考文献

- [1] T. Uchiyama, K. Mohri, Life Fellow, IEEE, Y. Honkura, and L. V. Panina, "Recent Advances of Pico-Tesla Resolution Magneto-Impedance Sensor Based on Amorphous Wire CMOS IC MI Sensor," IEEE Trans. Magn., vol. 48, no.11, pp. 3833-3839, Nov. 2012.
- [2] 渡辺 高元、山内 重徳、寺澤 智仁、"デジタル式センサを可能とする時間分解能型オールデジタル" デンソーテクニカルレビュー Vol. 17 2012.

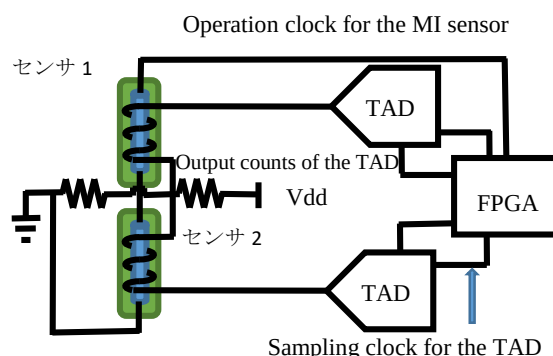


Fig.1 Schematics of the MI sensor systems.

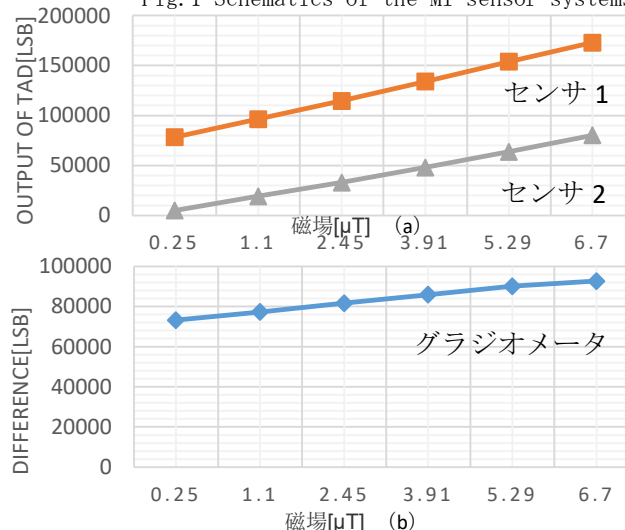


Fig. 2 Results of the TAD output.

薄型高感度金属異物検出機の開発

岡部俊亮, 笹田一郎, 加呂光
(九州大学)

Development of a planar type high sensitivity metallic contamination detector

S. Okabe, I. Sasada and H. Karo
(Kyushu Univ)

はじめに

食品や飲料, 医薬品などの産業では, 生産過程で製品に金属異物が混入するのを防ぐために金属検出機が広く使用されている. 我々は, 高感度な金属異物検出のために, 設置の容易性を考えて, 軸方向に薄い矩形ソレノイド励磁コイル内で, その励磁磁界と直交する方向に配置される磁気コア付の扁平ソレノイド検出コイルを用いる方法を検討している. 本稿では磁気コアに高周波特性に優れたアモルファス磁性リボンをを用いて微小金属球を対象として検出性能を調べた結果を報告する.

実験方法

提案するコイル構造を Fig.1 に示している. 励磁磁界の方向と検出コイルの感度軸方向は直交するように配置している. 励磁コイルには一辺 15cm, 6 ターンの正方形コイルを使用している. 検出コイルには 10 mm 離れた 2 箇所各 20 ターンの巻き線がありそれらを差動結合したものを用いている. 検出コイル断面は高さ 1cm, 幅 2cm である. 磁性コアには長さ 50mm, 幅 3mm のアモルファス磁性リボンを 15 枚, 両面テープで貼り合わせたものを使用しており, 渦電流が生じにくくなるよう幅方向が励磁磁界の方向と平行になるよう配置されている. 励磁周波数を 1013kHz, 励磁電流は実効値で 2.0A として励磁磁界を発生させた. 鉄球と SUS 球を検出コイルの上端面から高さ 5mm の上空で, 1 つの磁気コアの真上を通過させて検出した. 誘起電圧はかけ算器によって 100 Hz にダウンコンバートし, 非平衡電圧分をデジタル的に除去した後, 同期検波を行い, 検出波形を得た.

実験結果

提案するコイル構造で実験を行ったところ, 鉄球は直径 0.4mm, SUS 球は直径 1.0mm を検出することができた. Fig.2 に直径 0.4mm の鉄球を検出したときの波形を示す. 2.7 秒付近に検出信号が現れている. 鉄球, SUS 球ともに十分な検出感度が得られることを確認した.

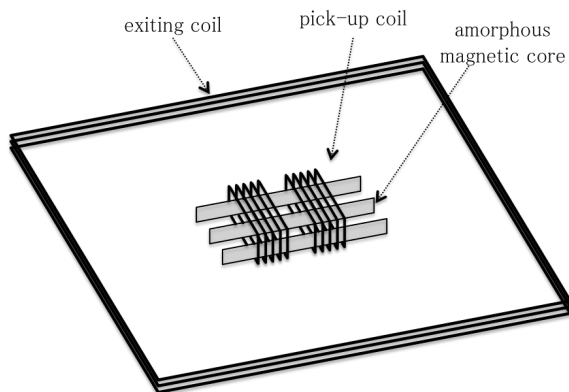


Fig.1 Schematic diagram of the proposed metallic contaminant detection coils.

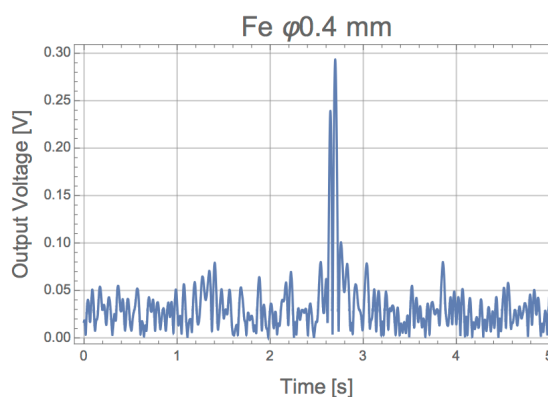


Fig.2 Output signal detecting a steel ball of 0.4 mm diameter.

基本波型直交フラックスゲートグラディオメータを用いた磁気微粒子検出

加呂光, 笹田一郎
(九州大学)

Magnetic nanoparticle detection system by using fundamental mode orthogonal fluxgate gradiometer

H. Karo, I. Sasada
(Kyushu Univ.)

1 はじめに

センチネルリンパ節の検出のために MRI の造影剤として用いられる磁気微粒子分散液を乳がん近くに注射して、その集積場所を調べるためのセンサが検討されている¹⁾。磁気微粒子の発する微弱な磁界を測定する為には、高感度で空間分解能の高い磁界センサが必要である。本研究では、マグネトメータを組み込んだ低雑音な基本波型直交フラックスゲート (FM-OFG) グラディオメータ²⁾³⁾ に交流励磁コイルを組み合わせた磁気微粒子検出器を試作し、この性能評価をおこなった。

2 検出器の構成

試作した磁気微粒子検出器の構成を Fig. 1 に示す。FM-OFG は磁性ワイヤコアとコアの周囲に巻かれた検出コイルで構成したセンサヘッドおよび、駆動回路からなる。磁性コアの励磁には、交流電流とこの振幅より大きな直流バイアス電流を通電する。検出コイルに現れる誘起電圧は、増幅、同期検波後に誤差増幅器に入り、入力磁界を打ち消すように帰還抵抗を介して検出コイルに負帰還電流を流す。センサの感度はコイルの巻線密度と帰還抵抗の比により決まる。1つの磁性コアに2つの検出コイルを施したセンサヘッドを2つ用意し、1組の検出コイルのペアを差動接続にすることでグラディオメータを構成した。また、残った検出コイルのペアを順接続にしマグネトメータを構成した。マグネトメータは磁性微粒子の信号測定に用いないが、磁性コアに重ねて巻かれたマグネトメータ用検出コイルに負帰還電流を流す事で、励磁磁界でコアが飽和しないようにしている。直径 30 mm、長さ 7 mm の円形励磁コイルに $6A \cdot$ ターンの正弦波電流 (100 Hz) を通電することで、対象微粒子を磁化し、微粒子が発する磁界をベースライン 12 mm のマグネトメータを組み込んだグラディオメータで測定する。ここで、コイルの作る磁界はコイル中心で $250 \mu T$ 、中心から 15 mm 離れた軸上で $88 \mu T$ である。グラディオメータ出力は励磁電流と同じ周波数で同期検波する。ここで平滑用のローパスフィルタのカットオフ周波数は 1 Hz とした。グラディオメータには非平衡性があるので、そのままではキャンセルしきれない励磁の 100 Hz 成分の影響が大きく、増幅率を高くできないが、励磁コイルの調整によりこれを大幅に改善する事ができる。無調整時と調整時で不平衡誘起電圧は 1/28 まで抑制できる。本実験では最適な調整条件にて磁性微粒子の検出実験をおこなった。

3 実験方法・結果

測定対象の磁性微粒子のサンプルとして $5 \mu L$ のレゾビスト®を用いて、試作した磁気微粒子検出用プローブの振幅距離特性を評価した。グラディオメータに用いた片側のセンサヘッド先端から任意距離だけ離れたセンサ軸延長線上にサンプルを置き、他方のセンサヘッド軸上間とを往復させることで、磁化した磁性微粒子の信号を測定した。Fig. 2 に 10 mm および、14 mm の位置にサンプルを置き測定した出力波形を示す。地磁気の 3 倍以下という小さな励磁磁界で磁化した磁気微粒子が発生する磁界を検出できている。

謝辞

レゾビスト® サンプルを提供頂きました東京大学 関野正樹准教授およびポスドクの子金子美樹さんに謝意を表します。

References

- 1) 大橋開智他, 電気学会研究会資料, MAG-16-12, (2016).
- 2) I. Sasada, *J. Appl. Phys.*, **91**, No.10, p.7789, (2002).
- 3) I. Sasada and S. Harada, *IEEE Trans. Magn.*, **50**, No.11, (2014).

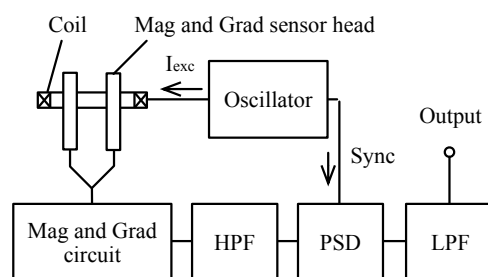


Fig. 1 Block diagram of the magnetic nanoparticle detection system.

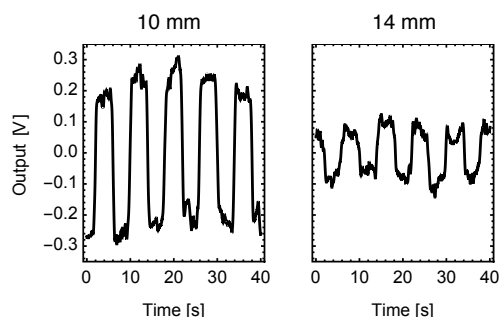


Fig. 2 Waveforms showing the detection capability. The sample is $5 \mu L$ Resovist®. The distance from the top of the sensor heads are 10 mm (left) and 14 mm (right).

磁気光学ガーネット膜を用いた 能動 Q スイッチレーザーの小型化

森本凌平*, 後藤太一***, John Pritchard***, 高木宏幸*, 中村雄一*,
Pang Boey Lim*, Mani Mina***, 平等拓範****, 井上光輝*
(*豊橋技術科学大学, **JST さきがけ, ***アイオワ州立大学, ****分子科学研究所)

Downsizing of Magneto-optical Q-switch Using Magnetic Garnet Films
R. Morimoto*, T. Goto***, J. Pritchard***, H. Takagi*, Y. Nakamura*,
P. B. Lim*, M. Mina***, T. Taira****, M. Inoue*
(*Toyohashi University of Technology, **JST PRESTO, ***Iowa State University,
****Institute for Molecular Science)

はじめに

マイクロチップ固体レーザーとは、従来の共振器長が 1 m 級の固体レーザーを、薄片の媒質を用いることで超小型化したものを指す¹⁾。これはレーザーダイオードとほぼ同サイズでありながら、狭線幅の単一モード発振や Q スイッチ、モードロック発振による短パルス化によって、高い時間分解能、高安定性、および高尖頭値のレーザー光が望める。特に出力パルスの繰り返し周波数やパルスパターンを制御可能な能動 Q スイッチとして、電気光学効果および音響光学効果を利用したものが報告されているが、原理的に素子サイズの小型化に限界があることや、駆動装置が大型になるといった難点があった。我々は、原理的に薄膜化が可能で²⁾、応答速度が極めて高速な磁気光学効果を利用した磁気光学能動 Q スイッチを提案している³⁾。本研究では、透過率が高く、単位膜厚あたりの磁気光学効果の大きな強磁性ガーネットを使用することにより、共振器長の短い小型な能動 Q スイッチレーザーの構築を行った。

実験方法

磁気光学能動 Q スイッチ素子として、膜厚 190 μm の単結晶磁性ガーネット膜を直径 5.3 mm のコイルで挟み、厚み 4 mm の Nd:GdVO₄ 結晶と外部鏡の間に配置した。外部鏡の位置を変化することでキャビティ長を変化した。Fig. 1 に示すように、共振器長を 130 mm から最小で 10 mm となるまで短縮し、Q スイッチ発振出力の尖頭値とパルス幅を測定した。このときの励起光強度は 27.4 W、印加パルス信号は半値幅 2.3 μs 、振幅 56 A、繰り返し周波数 100 Hz とした。

実験結果

共振器長 130 mm では、得られたパルス光は半値幅 45 ns、尖頭値 30 W であった。共振器長を 10 mm まで小さくすることによって、半値幅 5.2 ns、尖頭値 255 W となり、一桁程度出力が増大した。この結果は、理論的な試算と良い一致を示した。以上より、マイクロチップ固体レーザーの形成による出力向上が期待される。講演会では、共振器構造等について詳細に報告する。

謝辞

本研究の一部は、JSPS 若手研究 (A) No. 26706009, 科研費基盤研究 (S) No. 26220902 の助成を受けて行われた。

参考文献

- 1) T. Taira, et al., Opt. Lett., **16**, 1955 (1991).
- 2) T. Goto, et al., J. Phys.: Conf. Ser., **36**, 197 (2011).
- 3) 森本凌平 他, 第 39 回日本磁気学会学術講演会, 8aD-9, (2015).

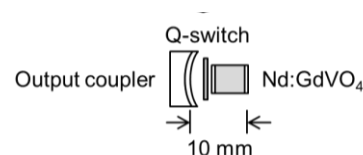


Fig. 1 Sketch of the cavity components of the MO Q-switched laser system. The cavity length was 10 mm at the shortest.

MTJ 磁場センサの高感度・低ノイズ化に向けた 磁束コンセンレータを用いた磁場変調

吉田 一貴¹, 大兼 幹彦¹, 城野 純一², 藤原 耕輔¹, 土田 匡章², 安藤 康夫¹
(東北大院工¹, コニカミノルタ²)

Magnetic field modulation using Magnetic Flux Concentrator for improving performance of MTJ sensor
K. Yoshida¹, M. Oogane¹, J. Jono², K. Fujiwara¹, M. Tsuchida² and Y. Ando¹
(Tohoku Univ.¹, Konicaminolta²)

はじめに

微小な生体磁場 (心磁場: $10^{-6} \sim 10^{-8}$ Oe, 脳磁場: 10^{-10} Oe) を検出する素子として、強磁性トンネル接合(MTJ)を用いた磁場センサに注目が集まっている。現状、生体磁場の周波数領域である 10 Hz 以下において、検出可能磁場は 10^{-6} Oe となっているものの、脳磁場検出のためにはさらなる高性能化が必要である。低周波領域では $1/f$ ノイズが支配的であり、これを低減または回避するための新しい手法が求められている。本研究では、磁束コンセンレータ(MFC)¹⁾を用いて、信号強度の増加と磁場変調によるノイズ低減を同時に実現可能な手法の確立を目的とした。

実験方法

SiO₂-sub./Buffer/NiFe(70)/Ru(1)/CoFeB(3)/MgO(1.5)/CoFeB(3)/Pin/Cap 構造の MTJ センサ素子を検証に用いた。センサ素子と MFC の距離を変化させて磁気抵抗効果を測定することで、磁場増幅効果を調べた。併せて、有限要素法磁場解析ソフトを用いて磁場増幅効果のシミュレーションを行った。MFC をピエゾステージにより 410 Hz で振動させることで、外部印加磁場を変調し、そのセンサ出力をオシロスコープとロックインアンプを用いて測定した。

実験結果

Fig. 1 に磁気抵抗曲線から算出された、センサ-MFC 間距離と磁場増幅の関係を示す。実験およびシミュレーション結果から、磁場増幅は距離に反比例することが確認できた。Fig. 2 に MFC を振動させた場合のセンサ出力の周波数特性を示す。5 Hz で印加した外部磁場が変調され、405 Hz と 415 Hz において信号が観測された。これらの結果より、MFC によってセンサの信号強度が増幅され、信号周波数が高周波に変調されることで $1/f$ ノイズの影響を低減できると考えられる。

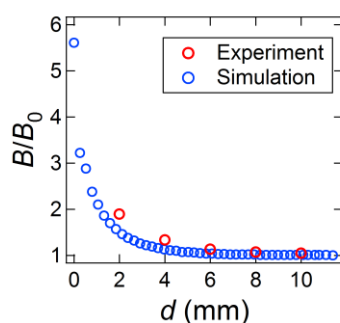


Fig.1 Magnetic gains as a function of distance between sensor and MFC. (B_0 : magnetic flux density without MFC.)

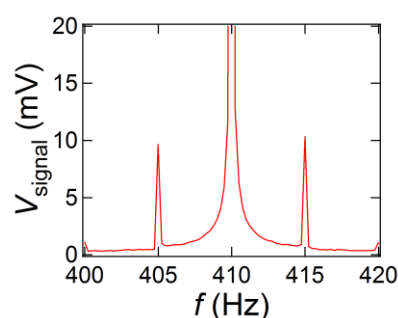


Fig.2 Acquired data resulting from the magnetic field modulation of 5 Hz signal.

謝辞

本研究は、JST 戦略イノベーション創出推進プログラム(S-イノベ)の支援により行われた。

参考文献

- 1) A. S. Edelstein *et al.*, Appl. Phys. Lett. **105**, 07E720 (2009).

交流変調を用いた TMR 磁気センサの駆動

馬島 八世, 八杉 拓也, 堺 健司, 紀和 利彦, 塚田 啓二
(岡山大学)

AC modulation method of a TMR magnetic sensor

Y. Majima, T. Yasugi, K. Sakai, T. Kiwa, K. Tsukada
(Okayama Univ.)

背景

磁気センサは、生体磁気や地磁気の測定、非破壊検査まで幅広く用いられている。中でも磁気抵抗効果を用いた MR センサは印加された磁場によって抵抗値が変化する材料を用いるが、その薄膜構造の違いから、異方性磁気抵抗効果(AMR)や巨大磁気抵抗効果(GMR)、トンネル磁気抵抗効果(TMR)があり、それぞれ異なる特性を持っている。これらの MR センサをアナログ計測用として用いる場合、磁気とセンサ出力の間での線形性が重要となる。この線形性を得る方法の一つとして、永久磁石をセンサ近傍に設置し、直流磁場により動作点を線形領域に移動させる方法がある。本研究では、偶関数特性を持つ TMR¹⁾を駆動させる方法として、交流磁場を変調磁場として加え、磁場を測定する手法を開発した。

検波システム

本研究で開発した駆動方法を説明する。Fig. 1 に検出信号として交流信号を振幅変調したときの出力特性を示す。また、Fig. 2 に検出方法のフローチャートを示す。検出磁場に変調磁場を足した波形を TMR センサに入力すると、出力波形は入力波形を折り返した波形が得られる。センサ出力をアンプで増幅した後に搬送波の周波数、位相で同期検波することで信号の復調を行う。最後にローパスフィルタで変調周波数を除去し、検出磁場を検波する。以上の行程により検出信号のみを取得することができる。また、検出磁場は交流磁場だけでなく直流磁場であっても取得することができた。ただし、変調磁場の周波数は、印加する信号の周波数より十分大きい必要がある。

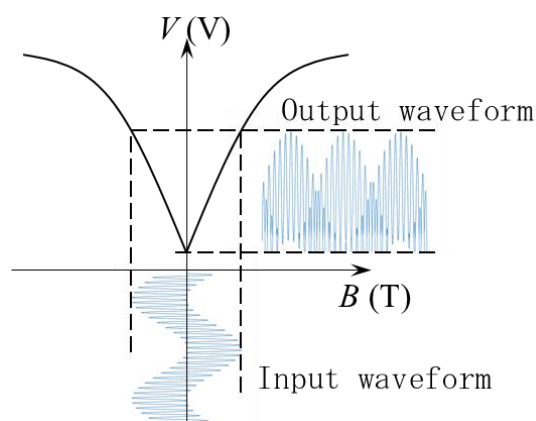


Fig.1 Input-output characteristic of a TMR magnetic sensor

結果・まとめ

MR センサの駆動法として、交流変調法を検討した。交流磁場を搬送波として印加し、検出磁場を搬送波で変調させた。変調後に本システムを用いて復調し検波することにより検出信号を取得することが可能となった。また、本手法により直流から交流磁場まで測定が可能となった。

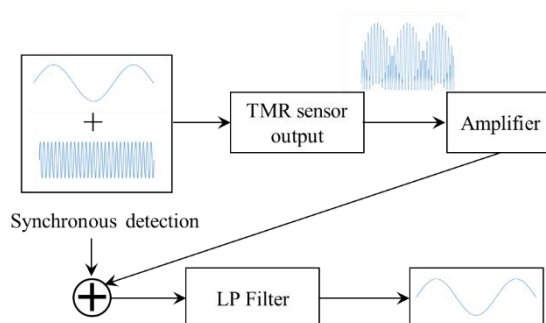


Fig. 2 Flowchart of a signal processing

参考文献

- 1) N. Kobayashi, et al., J. Appl. Phys. Vol. 90, pp. 4159-4162 (2001)

磁気バイアスによるセキュリティマーカに対する磁気検出力の向上

南谷 保, 山田 外史
(金沢大学)

Improvement of marker detection by magnetic bias for security application

Tamotsu Minamitani, Sotoshi Yamada

(Kanazawa University)

はじめに

筆者らは、うず電流検査法(ECT)の応用として磁気・導電性インクで印刷された紙幣や証券のセキュリティの検出を研究している。ECTプローブの検出素子として、GMR (Giant Magneto-Resistance) 素子を適用し、導電性と磁性マーカを同時に読み取り、位相情報により磁気・導電性マーカの種別が可能になることを報告した1),2)。今回、直流磁気バイアスによるマーカに対する検出力の向上について検討した結果を報告する。

うず電流検査法によるマーカ検出方法

図1に示すECTプローブは、GMR素子と励磁コイルで構成され、GMR素子はx方向の磁界の検出、励磁コイルはz方向に高周波交流磁界を発生する。x方向のマーカ移動で、導電性マーカはうず電流による磁界のx成分、磁性マーカは磁束の収束による磁界のx成分をGMR素子で検出する。

図2は高出力化を目指したECTプローブの構成とGMRの磁束密度に対する抵抗特性である。検出力向上のため、磁石によりGMRに検出方向の磁束密度 B_x を $-2\sim 3\text{mT}$ 、垂直方向の磁束密度 B_z を $20\sim 130\text{mT}$ 印加する。GMRの動作点が①から②になると、磁束密度に対する抵抗の傾きが大きくなり、GMRの検出力は向上する。また、垂直方向の磁束密度が大きくなると、磁性マーカの通過による磁束の変化が大きくなるので磁性マーカに対する検出力が向上できる。

導電性・磁性マーカの測定結果

図3は磁石がない場合の出力に対して、磁束密度 B_z を印加したときの出力比である。マーカの材料はCu箔、導電性インク、磁気インクの3種類である。磁石によりGMRの B_x を -2.5mT とし、 B_z を変化させた。 $\phi 10\text{mm}$ 、高さ 2.5mm 、 $N=10$ のソレノイドコイルを周波数 0.5MHz 、電流 30mA で励磁し、GMR素子とマーカの間隔は 0.2mm とした。GMRの動作点を①から②の位置にすることで、出力は2.5倍に向上する。また、 B_z が大きくなると、非磁性マーカの出力は変化しないが、磁性マーカは出力が向上する。これより、磁石の印加は検出力を向上する効果があることが確認できた。

研究の一部は、科学研究補助金基盤研究(C)(課題番号26420384)により行われた。

参考文献

- 1) T.Minamitani, S.Yamada, Digest of 015 JIEE Annual Conference, 2-120, 2016
- 2) T.Minamitani, S.Yamada, J. Magn. Soc. Jpn., Vol40,3, pp.56-60, 2016

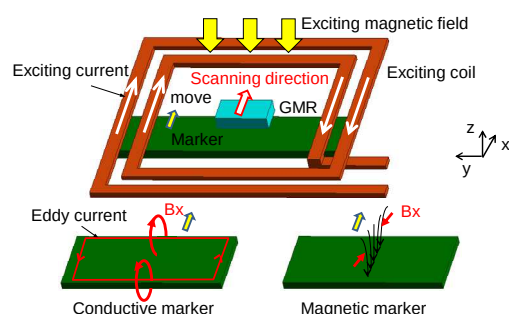


Fig. 1 Principle of ECT inspection of maker.

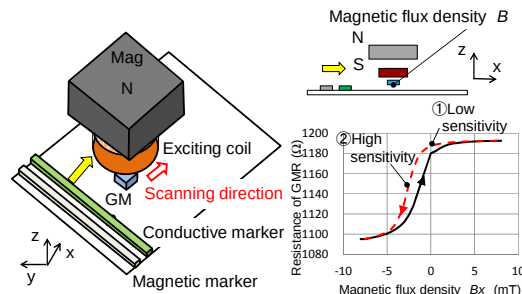


Fig. 2 Structure of high sensitive ECT probe

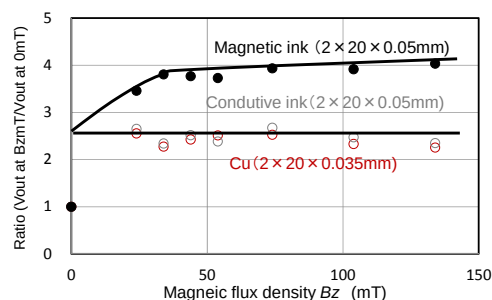


Fig. 3 Relations of B_z and output ratio

低周波渦電流探傷法を用いた金属内部欠陥検出法の開発

宋 楠楠 馬島 八世 八杉 拓也 堺 健司 紀和 利彦 塚田 啓二
(岡山大学)

Development of detection method of metal internal defects by a low-frequency eddy current test
Nannan Song Yatsuse Majima Takuya Yasugi Kenji Sakai Toshihiko Kiwa Keiji Tsukada
(Okayama University)

はじめに

非破壊検査とは素材や構造物を傷つけることなく傷や劣化の状況を検出する技術である。非破壊検査法は数多くあるが、渦電流探傷法は非接触で安全に検査できるという特徴がある。従来の渦電流探傷法では高周波磁場を用いて対象物の表面にある傷を検出していたが、本研究では高感度磁気センサを用いた低周波渦電流探傷検査法を開発して、金属内部のスリット傷の非破壊検出を行った。

実験方法

図1に測定装置の構成を示す。発振器、交流電流源、磁場印加コイル、AMRセンサ、X-Y自動走査ステージ、ロックインアンプ、PCで構成している。印加コイルは長方形 24.55 mm × 13.80 mm の5層プリント基板楕円コイル、巻き数は30回であり、周波数 100 Hz、振幅 0.1 A の交流電流を流した。検出部には異方性磁気抵抗素子 (AMR) を用いた。測定試料として、厚さ 10 mm のアルミニウム、厚板の中心に裏面から幅 1 mm、長さ 15 mm のスリット欠陥が深さ 4 mm, 6 mm, 8 mm, 10 mm, となるように配置したものを用いた。

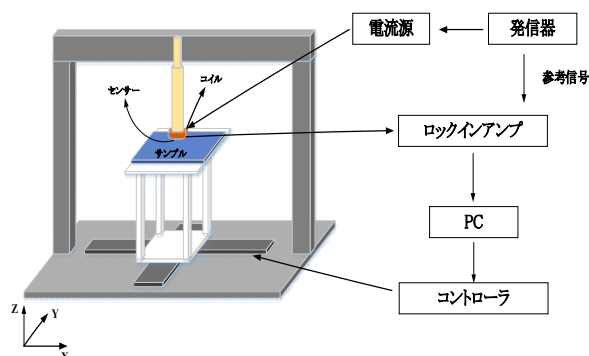


図1 測定装置構成

実験結果の考査

用いた印加コイル形状による渦電流分布を解析した。電磁解析ツールとして市販シミュレーションソフト JMAG を用いた。貫通欠陥ではエッジ部分で渦電流分布が集中している。傷の深さの違いにより、渦電流分布のずれが違い、渦電流が作る磁場の位相のずれも違うと推定された。

スリット傷深さ 10mm, 8mm, 6mm と 4mm の測定試料の実測結果を図3に示す。この図は測定試料を x y 方向にスキanningして測定し、得られた磁場の位相をマッピングしたものである。結果から、スリット傷の形状の推定ができることが分かった。

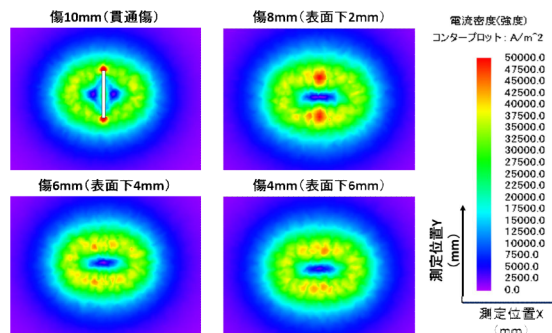


図2 傷の深さによる渦電流の分布の変化

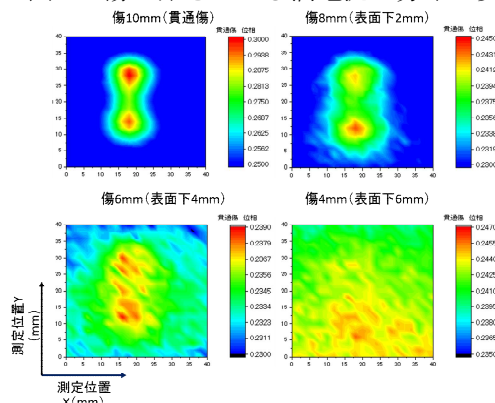


図3 傷深さの違いによる位相マップの変化

磁気ワイヤを用いた振動型発電素子におけるストローク幅の低減

竹渕哲聡、山田努、竹村泰司
(横浜国立大学)

Reduction of amplitude in vibration-type electric generating element using magnetic wire

Akitoshi Takebuchi, Tsutomu Yamada, Yasushi Takemura

(Yokohama National University)

はじめに

FeCoV 複合磁気ワイヤは熱ひねり加工を施すと、ワイヤ外周部の保磁力が内周部より低くなり、一定の磁場強度を印加することで大バルクハウゼンジャンプと呼ばれる急峻な磁化反転を生じる。検出コイルを用いることでこの磁化反転からパルス出力を得ることができ¹⁻⁴⁾、この出力は印加磁場の時間変化に依存しないと特徴を持つ。我々はエネルギー・ハーベスティング素子、特に振動型発電素子への応用に着目し、励磁用磁石が 1.5 mm の往復動作（以下、ストローク）をすることで発電可能であることをすでに報告した⁵⁾。本稿では、ストローク幅の低減を目的とし、磁石のサイズ変化に伴う出力のストローク依存性を測定した。

実験方法

長さ 20 mm、線径 0.25 mm の FeCoV 複合磁気ワイヤに巻き数 1000 turn の検出コイルを直接巻き、その上を励磁用磁石がワイヤと垂直方向にストロークするように配置した(Fig. 1)。磁石はワイヤの端部でストロークさせ、ストローク量の変化に対する出力の依存性を測定した。同様な実験を、ワイヤと磁石間の距離 d [mm] や磁石のサイズを変えて行った。

実験結果

出力結果を Fig. 3 に示す。4×4×2 mm³ の NdFeB 磁石の場合、 $d = 2.8$ mm のとき正方向への半ストローク量が 1 mm から出力が観測され、出力される位置は -0.5 mm であった。 $d = 2.3$ mm にすると、半ストローク 0.5 mm から出力が観測され、出力されるのは -0.5 mm より小さい位置となり、ストローク量の低減化に成功した。一方で、ストローク量が大きくなると出力を得ることができなかった。4×4×1 mm³ の NdFeB 磁石を用いると、 $d = 2.3$ mm のとき正方向への半ストロークが 1 mm から出力が観測され、出力される位置は -0.5 mm となった。磁石のストロークに対する磁場強度のシミュレーション結果を Fig. 2 に示す。計算位置は Fig. 1 に示す 3 点である。着磁長さが 2 mm から 1 mm になると、磁場強度が弱くなるためストローク量が低減せず、磁石のサイズの最適化に知見を得た。

謝辞：FeCoV 磁性線は、ニッコーシ株式会社様のご好意により、提供いただいたものです

参考文献

- 1) J. R. Wiegand, et al., U.S. Patent 3,820,090, 1974.
- 2) S. Abe, et al., IEEE Trans Magn., 33, 3916, 1997.
- 3) R. Malmhall, et al., IEEE Trans. Magn., 23(5), 3242, 1987.
- 4) M. Vazquez, et al., IEEE Trans. Magn., 30(2), 907, 1994.
- 5) A. Takebuchi, et al. 2016 Joint MMM-Intermag Conference, DJ-02, San Diego, Jan, 2016.

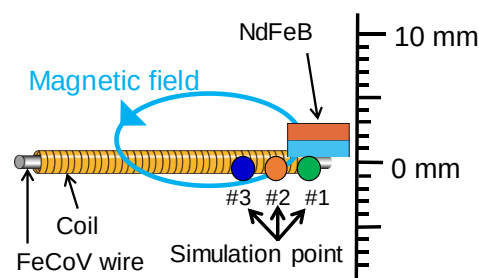


Fig. 1 Configuration of magnetic wire, magnet and detection coil and simulation point.

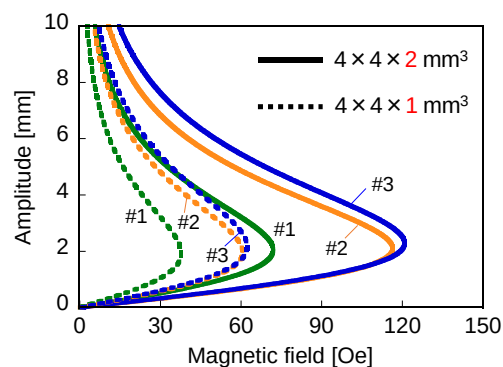


Fig. 2 magnetic field intensity for the amplitude from the simulation ($d = 2.3$ mm).

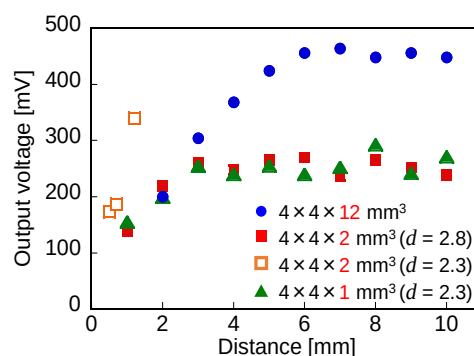


Fig. 3 The output voltage measured by detection coil.

パターン化した磁性薄膜による集積化デジタルノイズ抑制体

山口正洋¹、遠藤 恭¹、樊 鵬¹、馬 静言¹、田中 聡¹、永田 真²
(¹東北大、²神戸大)

Integrated Digital Noise Suppressor by Means of Patterned Magnetic Thin-film

Masahiro Yamaguchi¹, Yasushi Endo¹, Pen Fan¹, Jingyan Ma¹, Satoshi Tanaka¹ and Makoto Nagata²

¹Tohoku Univ., ²Kobe Univ

研究背景 第4世代 LTE-Advanced 携帯電話システム(1 Gbps, downlink) が急速に普及し、第5世代 の社会実装が2020年に想定されている。10年間で1000倍の通信容量増大を目指す無線通信システムではデジタルノイズによる受信回路の感度劣化を防ぐことが重要である[1]。このため我々はRF ICチップのパッシベーション上に磁性薄膜を集積化実装し、FMR損失によってデジタルノイズを低減するような新しいマイクロ磁気デバイスを提案し、次のような性能を実証してきた[2]。Fig. 1の上部に示すように、完全にLTEコンパチブルな受信回路 (Band1, 下り 2110-2170 MHz)を5x5 mm²の65nm Si-CMOS技術で実装し[2]、同図下部に示すようにCo₈₅Zr₃Nb₁₂直交磁化膜を集積化実装した。これにより、デジタルノイズを低減し、無線通信のスループットを8dBも向上できた。電磁界解析により、磁性薄膜は、各種雑音のうち、伝導雑音の低減に寄与したと推測された[2]。このため本研究では、まずノイズ伝導にかかわる配線を特定し、その配線上のみに磁性薄膜を実装した試料を作成し、ノイズ低減効果を調べた。

結果と考察 まず電磁界解析 (HFSS Ver. 15) によりノイズ伝導にかかわる配線を特定し、Co_{79.6}Zr_{4.7}Nb_{15.7} film ($4\pi M_s=0.63$ T, 異方性磁界 $H_k=640$ A/m, FMR 周波数 $f_r=0.8$ GHz) [3] を主にその配線上のみに集積化実装した。その形状パターンは図の右下のようなものである。スパッタ法による積層膜構造の詳細はSiO₂ (100 nm) / [Co-Zr-Nb (250 nm) / SiO₂ (5 nm)]×4 / SiO₂ (100 nm) / [Co-Zr-Nb (250 nm) / SiO₂ (5 nm)]×4 / SiO₂ (50 nm) (/ Glass substrate) であり、リフトオフ法によりパターン化した。2つの[Co-Zr-Nb / SiO₂]×4積層膜は直交磁化膜の構成とし、面内方向の様な磁界に対して等方性を示す[3]。主に配線上のみに磁性膜を実装することにより、図下中央に示した従来パターンに比べて11 dBもの帯域内スプリアスを低減できた。以上により、ノイズ伝搬にかかる配線を適切に推測できたこと、ならびにノイズ結合メカニズムが伝導性であることを実証できた。

ご助言頂いた島田寛名誉教授 (東北大) およびご協力頂いた

室賀翔講師 (豊田高専) および伊藤哲夫博士 (NEC トーキン) に深謝します。本研究は、総務省電波資源拡大のための研究開発の補助を受けた。

参考文献

- 1) L. Lavagno, et al (Ed.), EDA for IC Implementation, Circuit Design, -, CRC Press, Boca Raton, 2006.
- 2) M. Yamaguchi, et al, Proc. 2015 Asia-Pacific EMC Symposium (APEMC2015), 536, 2015.
- 3) Y. Endo, et al, J. Appl. Phys., 117(17), 17A330-, 2015.

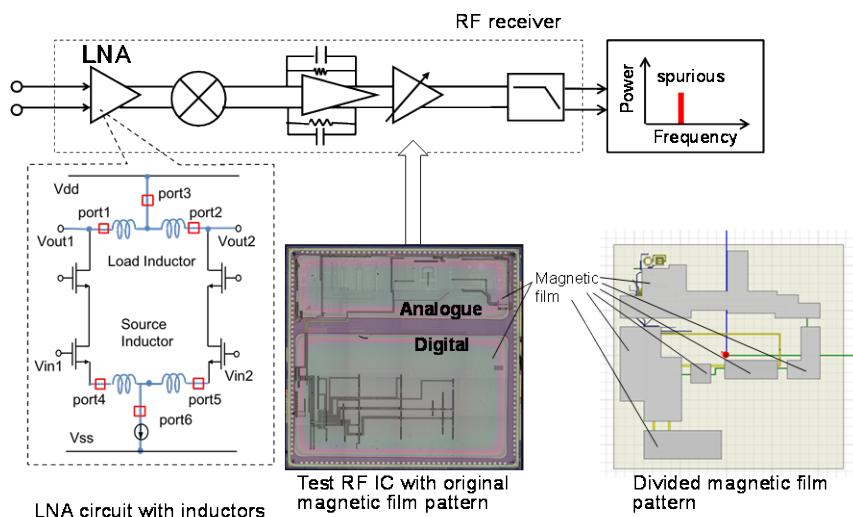


Fig. 1: Test RF IC chip, circuit diagram and magnetic film pattern.

パルスレーザバースト変調による交流磁界分布測定

松本悠人、栢修一郎、石山和志
(東北大学電気通信研究所)

AC magnetic field measurement using pulse laser burst modulation

Y. Matsumoto, S. Hashi, K. Ishiyama

(Research Institute of Electrical Communication Tohoku University)

1. はじめに

高周波近傍磁界測定では一般的にプローブとしてループアンテナを用いた測定が行われているが、金属製であるため本来の磁界分布を乱してしまう¹⁾。そのため我々は、比較的磁界を乱しにくい磁気光学結晶であるガーネットとパルスレーザを用いたストロボ法により、低侵襲な高周波磁界分布測定システムについて検討を行っている²⁾。

これまで測定システムの原理検証にあたり被測定磁界をバースト変調させて測定を行ってきたが、実際の電子機器が測定対象の場合、この方法は適用困難である。そこでパルスレーザ側をバースト変調させると、長時間の測定のため発生する機器のドリフトや、測定対象である磁界の他にガーネットの表面形状の影響を大きく受けてしまう等の問題点が生じる。本報告では測定磁界の基準位相と逆位相の検出値の差分を測定することにより、パルスレーザバースト変調方式の問題であった磁区や表面形状の影響を除去し、ドリフトの影響を抑えた磁界分布測定手法を新たに提案し、その妥当性を検討した。

2. 実験方法

Fig.1 に本研究における磁界測定装置の概略を示す。測定対象として磁界分布の推測が容易なマイクロストリップ線路($W = 430 \mu m$)を用い、その近傍に配置したガーネットにレーザ光を垂直に照射し反射光を検出する。反射光はガーネットを通し磁気光学効果により磁界強度に依存した偏光状態の変化が起こるため、それを検出することで垂直方向成分の磁界強度が測定できる。またストロボ法を用い、測定磁界周波数とパルスレーザを同期させ特定位相にてレーザを発光させることで、交流磁界の特定位相における磁界測定が可能である。パルスレーザのバースト変調には光路にオプティカルチョッパーを挿入し物理的に光の ON/OFF を行った。このまま測定を行うと、Fig.2 に示すようにロックインアンプにてガーネットの表面形状などに由来する偏光状態の変化も検出してしまふ。そこで Fig.3 に示すように、基準位相とそこから 180deg. ずれた位相の 2 ヶ所で磁界を計測し、その差分をとることで、磁界由来の信号のみを取り出すシステムを構築した。

3. 実験結果

レーザを 100MHz で発振させ、マイクロストリップ線路上に 17dBm , 100MHz の RF 信号を印加し、チョッパーを 7.5kHz で回転させ、線路上 1.5mm 四方の磁界分布を $16 \text{点} \times 16 \text{点}$ で測定した結果を Fig.4 に示す。色のコントラスト差が紙面垂直方向の磁界強度の差を表しており、発生している磁界の様子が確認できている。また、測定を自動化することにより精細な磁界分布計測が可能になると考えられる。

謝辞

本研究に用いたガーネットは長岡技術科学大学の石橋隆幸准教授よりご提供いただきました。ここに深く感謝いたします。

参考文献

- 1) M. Takahashi, et al., J. Appl. Phys. 107, 09E711 (2010).
- 2) H. Nasuno, S. Hashi, and K. Ishiyama IEEE Trans. Magn., vol. 47, NO. 10, Oct. 2011

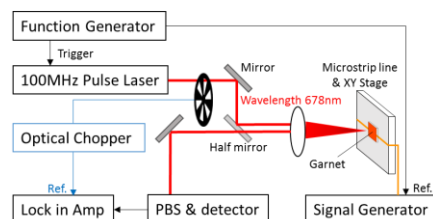


Fig.1 Schematic of magnetic field measuring system

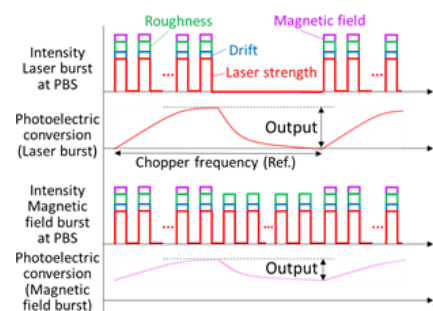


Fig.2 Schematic diagram of the various parts of the signal

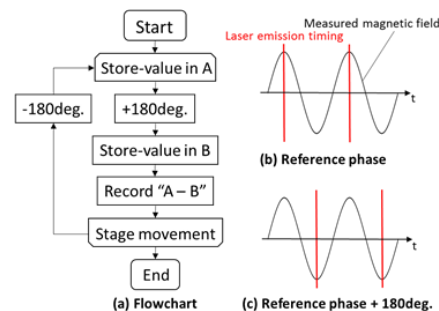


Fig.3 Measuring method

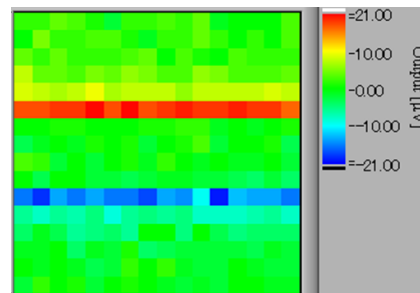


Fig.4 Magnetic field distribution measurement using differential detection

磁壁共鳴を利用した MHz 帯域での 直接通電型薄膜磁気インピーダンスセンサの可能性

住田千尋, 菊池弘昭, 植竹宏明, 藪上信, 栢修一郎, 石山和志

(岩手大学, 東北学院大学, 東北大学)

Possibility of thin-film magnetoimpedance by direct driven current at MHz region using magnetic domain resonance

C. Sumida, H. Kikuchi, H. Uetake, S. Yabukami, S. Hashi, K. Ishiyama

(Iwate Univ, Tohoku-Gakuin Univ., Tohoku Univ.)

1. はじめに

高透磁率磁性体に高周波電流を直接通電し, 外部磁場を印加すると素子のインピーダンスが急峻に変化する磁気インピーダンス効果 (MI) は, 高感度磁界センサとして利用されている. 磁性薄膜を用いた場合, 通常は数 100 MHz 以上でインピーダンス変化が顕著になるが, 先行研究において数 10 MHz の比較的低周波の領域においてインピーダンスの変化が確認された¹⁾. この原因としては, 磁壁共鳴が関与している可能性をすでに報告した²⁾. 本研究では, その磁壁共鳴を利用することで, 数 MHz から数 10MHz の比較的低周波領域で動作する薄膜磁界センサの可能性について検討したので報告する.

2. 実験方法

センサ素子には CoZrNb アモルファス膜を用いた. 磁性体の形状は厚さ 2 μm , 長さ 3 mm, 幅 20, 80 μm のものを用意した. すべての素子において磁界中熱処理を施し, 素子幅方向に磁化容易軸を制御した. 素子長手方向に外部直流磁場を印加し, ネットワークアナライザを用いて素子の長さ 1mm 部分のインピーダンスを測定した. 測定では磁場を -21.6 から 21.6 Oe 間で往復した.

3. 実験結果

Fig. 1, 2 は幅 20 μm の素子におけるインピーダンス及びインダクタンスの外部磁場依存性をそれぞれ示した図である. 高周波電力は -10 dBm とした. アモルファス薄膜磁性材料の場合, インピーダンスの変化には抵抗分の寄与が大きく, 高周波領域では強磁性共鳴や表皮効果で抵抗分の急峻な変化を実現するが, 低周波領域では, インピーダンスの変化は小さい. Fig. 2 において, 5 MHz の時, 約 6 Oe 付近でインダクタンスが急峻に変化している. このときインピーダンスも急峻に変化しており, これは磁壁共鳴によるものと考えられる. Fig. 3 は Fig. 1 の 6.5 Oe から 7.5 Oe の範囲を印加磁界のステップ間隔を細かくして測定した図である. 6.8 から 7.2 Oe にかけて大きなインピーダンス変化が得られており, また, わずかながらヒステリシスが見受けられる. この急峻なインピーダンス変化を利用した磁界センシング特性の詳細は会議にて報告する.

参考文献

1) S. Kamata, et. al., Abstracts of the 59th Annual Magnetism and Magnetic Materials Conference, p. 184, 2014.

2) 住田他, 平成 28 年電気学会全国大会講演集 Vol. 2, p. 161, 2016.

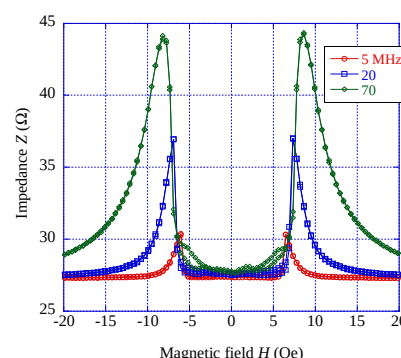


Fig. 1 Field dependence of impedance Z for 20 μm wide element from 5 MHz to 70 MHz.

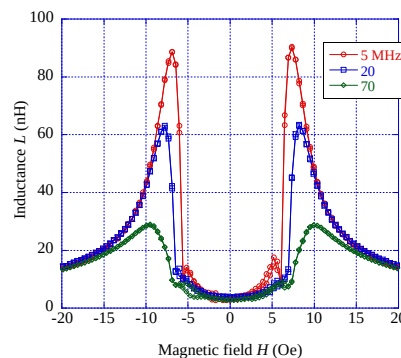


Fig. 2 Field dependence of inductance L for 20 μm wide element from 5 MHz to 70 MHz.

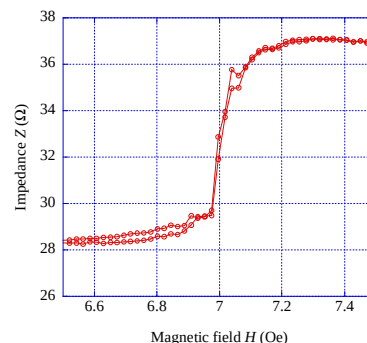


Fig. 3 Field dependence of impedance Z at 5 MHz with fine applied field step.

バイアス通電によるミアンダコプレーナ線路型薄膜センサ素子

植竹宏明, 森谷健太, 富並 剛, 薮上 信
(東北学院大学)

Meandering coplanar line type thin film sensor using direct bias for magnetic film

H. Uetake, K. Moriya, T. Tominami and S. Yabukami
(Tohoku Gakuin University)

1 はじめに バイアスを直接磁性薄膜へ通電するコプレーナ線路型センサ素子を開発した。

2 計測方法 Fig. 1 はミアンダコプレーナ型線路により構成される薄膜磁界センサ素子に直接バイアスを通電する構造の写真を示したものである。これまでは外部に設置したコイルによりセンサへバイアス磁界を印加してきたが、直流電源の安定性やコイルの大きな時定数等により、センサシステムの低周波ノイズ ($1/f$) を増大させる課題があった。そこで本研究ではセンサ素子に使用する磁性薄膜へ直接バイアス電流を通電させることで、センサを駆動することを試みた。ミアンダコプレーナ構造のセンサ素子はガラス基板 (25 mm×25 mm, 1 mm 厚) 上にアモルファス CoNbZr 薄膜 (1 mm×2.25 mm, 1 μ m 厚) を成膜し、SrTiO 薄膜 (0.5 μ m 厚) を介して Cu 薄膜によるミアンダコプレーナ線路 (110 μ m 幅、ギャップ 20 μ m, 2 μ m 厚) をそれぞれリフトオフにより作製した。磁性薄膜の両側にはバイアス用電極として Cu 薄膜成膜した。CoNbZr 薄膜へは回転磁界中熱処理後 (300°C, 2 時間 0.3 T) の後、静磁界中熱処理 (200°C, 1 時間) を施して、Fig. 1 の左右方向へ磁気異方性を付与した。キャリア信号はコプレーナの中心導体流れ、CoNbZr 薄膜には導通しない。バイアス電流は Fig. 1 に示すような方向へ流れ、CoNbZr 薄膜内には磁化困難軸方向へバイアス磁界を発生させる。バイアス電流によりバイアス磁界が異方性磁界と近い値の際に、キャリアの位相変化および振幅変化が最大値となると考えられる。センサの評価には市販のウェハプローブ (GSG-40-150) を用いてゆっくりとバイアス電流を変化させて、ネットワークアナライザ (HP8722ES) の透過法測定によりキャリアの位相変化を S_{21} から求めた。周波数範囲は 10 MHz-10 GHz とし、バンド幅は 1 kHz, 平均化回数は 16 回とした。

3 計測結果 Fig. 2 は Fig. 1 のセンサにおいて、バイアス磁界に対する、キャリアの位相変化および変化感度を示したものである。キャリア周波数は 2.85 GHz とした。位相変化感度は約 9 Oe で 47 degree/Oe 得られ、この値は外部に設けたコイルによりバイアス磁界を与えた実験値とほぼ対応した。一

般的に電流通電によるバイアスは均一性で劣ると考えられるが、本センサの場合にはキャリア電流による RF 磁界が表皮効果により磁性薄膜の表面に偏るため、良好な感度が得られたと考えられる。

謝辞 本研究の一部は JST COI TOHOKU プロジェクトの研究成果である。また本研究の一部は科研費 (16H04378) の研究成果である。

参考文献 1) H. Uetake, T. Kawakami, K. Moriya, S. Yabukami, and T. Ozawa, *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, Vol. 51, No. 11, 4005003 (2015).

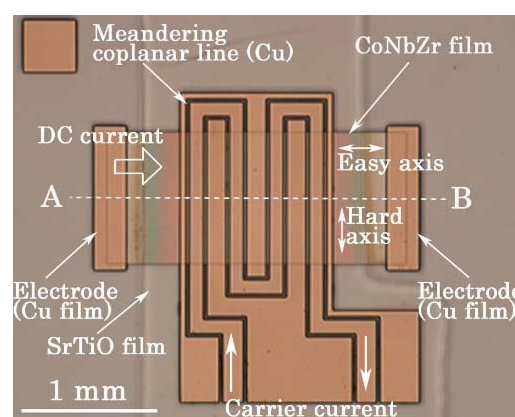


Fig. 1 Schematic of measurement system.

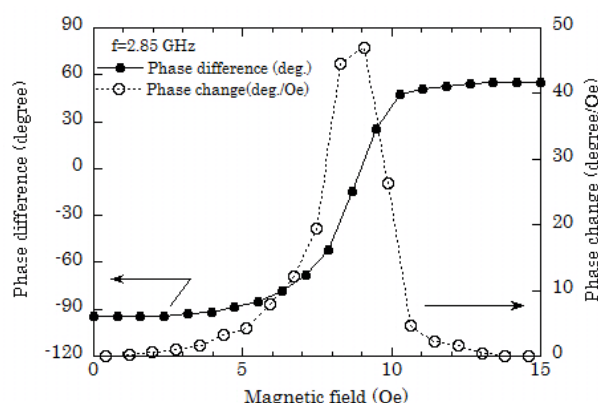


Fig. 2 Phase difference and phase change as a function of applied bias field.

複数の励磁コイルの適用による位置検出システムの検出性能改善

太崎 祐太郎, 栢 修一郎, 薮 上 信*, 金 高 弘 恭, 石 山 和 志
(東北大学, *東北学院大学)

Study for improvement of detection ability of position-detecting system using multi excitation coils

Y. Osaki, S. Hashi, S. Yabukami*, H. Kanetaka, K. Ishiyama
(Tohoku Univ., *Tohoku Gakuin Univ.)

1. はじめに

手の開閉時を中心に隠れ(オクルージョン)が発生しがちである手指の運動計測に対して, 我々の提案する LC 共振型磁気マーカーを用いたワイヤレス位置検出システム¹⁾は有力な候補の1つであるが, その構成上, マーカの姿勢によっては励磁効率が悪く低下し, 位置検出が困難になるという状況が不可避であった. この問題を解決するため, 複数の励磁コイルを用いて位置検出性能を改善可能な構成や方法について検討を行った.

2. 実験方法

Fig. 1 にシステムの模式図を示す. 検出コイル(計 36 個)アレイ, フェライトコア($\phi 3 \times 15\text{mm}$)に巻線を施しチップコンデンサを付与した LC 共振型磁気マーカー, 励磁コイルから成る. 従来 1 個であった励磁コイルを Fig. 1 のように, 2 個 1 組のコイルペアが交差するように計 4 個の励磁コイルを平面配置した. 各組の励磁コイルの一方には周波数 f_1 の, もう一方には周波数 f_2 の励磁磁界を同時に発生させ, 2 組のペアを交互に切り替えながら励磁を行う. ここで f_1, f_2 は, 磁気マーカーの共振時の検出コイルの誘起電圧を模式的に表した Fig. 2 に示すように, それぞれ極大, 極小に対応する周波数である.

位置検出の手順として, 初めに励磁コイルの磁界のみによる各検出コイルの誘起電圧(バックグラウンド電圧)を測定し, マーカを設置した時の各検出コイルの誘起電圧とバックグラウンド電圧の差分を取ることで得られるマーカー寄与電圧(V_{marker})を用いて, マーカから発生する磁界をダイポール磁界と近似した逆問題を解くことでマーカーの位置・方向が算出される.

この方法の短所として, 励磁磁界の切り替えと測定データ処理の複雑化により検出速度の低下は避けられないが, 各コイルペアの励磁磁界は周波数が異なる(f_1, f_2)ため単純な合成磁界とならず 3 次元の励磁が可能である. さらに 2 組のペアを用いることでマーカーを励磁できない状況(姿勢)を完全に解消できると考えられる.

3. 実験結果

姿勢角 θ, ϕ をそれぞれ変化させ複数の座標においてマーカーを固定した状態で各点 10 回の測定を行い, 励磁コイル 1 個の場合と 4 個の場合の評価を行った. Fig. 3 に測定結果の一部を示す. 従来の方法である励磁コイルが 1 個のみの場合に比べて, 4 個の場合の測定結果はほぼ 1 点に収束しており, マーカ姿勢角の変化に対する位置検出精度が大幅に改善されることが明らかとなった.

参考文献

1) 薮上, 他, 日本応用磁気学会誌, **28**, 877 (2004)

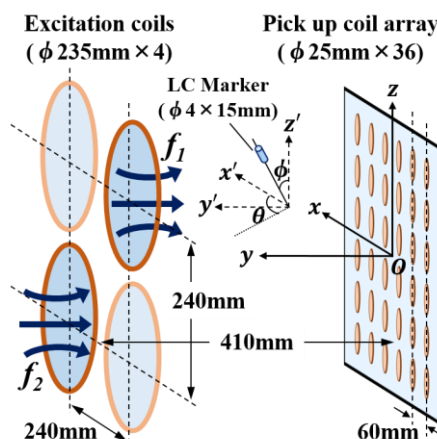


Fig. 1. Diagram of position-detecting system using 4 excitation coils.

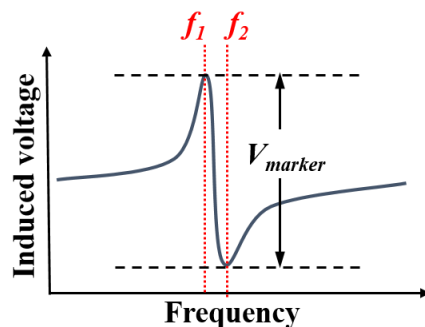


Fig. 2. Diagram of induced voltage by LC resonance of marker.

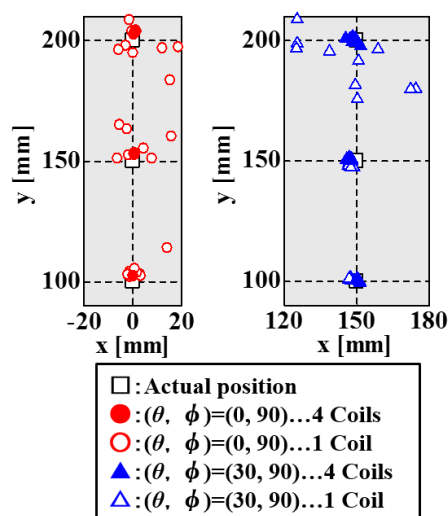


Fig. 3. Comparison of position accuracy under variation of attitude angles.

金属磁性超薄膜の Faraday 効果を利用した

光ファイバ電流センサの基礎検討

花田貴拓、井原敬人、北澤真、久保利哉*、宮本光教*、佐藤敏郎、曾根原誠
(信州大学、*シチズンファインデバイス株式会社)

Fundamental study of optical probe current sensor using
Faraday Effect of metallic magnetic thin film

T. Hanada, H. Ihara, S. Kitazawa, T. Kubo, M. Miyamoto, T. Sato, M. Sonehara
(Shinshu Univ., *CITIZEN FINEDEVICE CO., LTD)

はじめに

電磁ノイズの影響を受けない磁界センシングの方式として、光ファイバや磁性ガーネットの Faraday 効果を利用した磁界センサが既に実用化されているが^{(1),(2)}、電気電子機器の組み込み電流センサへの応用はほとんどないのが実情である。本稿では、磁性ガーネットの代わりに金属磁性超薄膜の Faraday 効果を用いるセンシング方式について基礎検討を行ったので報告する。

実験方法と結果

Fig.1 に電流センサの一構成法を示す。光源には波長 1550nm、10mW 出力の ASE (Amplified Spontaneous Emission) 光源を用い、光信号伝送には偏波保持 PANDA (Polarization maintaining AND Absorption reducing) ファイバを用いる。膜面垂直方向に電流磁界 $H(I)$ が印加された金属超薄膜に直線偏光を入射すると光の偏光面が Faraday 効果により主軸から θ_F 回転した楕円偏光となる。さらに光学軸を 22.5° 回転させた $\lambda/2$ 波長板 (HWP) を透過した光の偏光面は Faraday 効果と合わせて主軸から $\theta_F + 45^\circ$ 傾いた楕円偏光となる。透過光を PBS (Polarizing Beam Splitter) で P 偏光と S 偏光に分光しフォトダイオード (PD) で受光し、電気信号に変換することで電流センシングが可能となる。今回、センサヘッド部の Co 超薄膜の Faraday 回転角を透過光強度－磁界特性を用いて評価した。

Fig.2 に 30nm-Co 膜の $\lambda/2$ 波長板透過 P 偏光および S 偏光強度と外部磁界 H との関係を示す。外部磁界に対して P 偏光および S 偏光強度ともに直線的に変化し、Faraday 回転角に換算すると 10 kOe の外部磁界で 1.68° の回転角が得られた。膜面垂直方向の 10 kOe の外部磁界では、30nm-Co 膜はまだ飽和磁化しておらず、最大 Faraday 回転角は 1.68° より大きいと推測される。発表当日は、Faraday 効果の増大とセンサヘッドの小型化を目指したセンサ構成についても報告する。

参考文献

- (1) 高橋正雄, 佐々木欣一, 大野有孝, 桑原豪, 木田聡, まぐね, Vol.1, No.3, 118 (2006).
- (2) 鎌田修, 高瀬屋京子, 日本応用磁気学会誌, Vol.23, No.4-2, 1417 (1999).

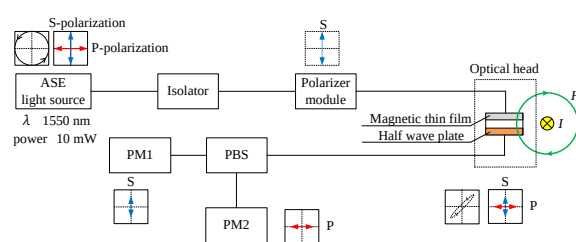


Fig. 1 An example of optical probe current sensor using Faraday Effect of metallic magnetic thin film.

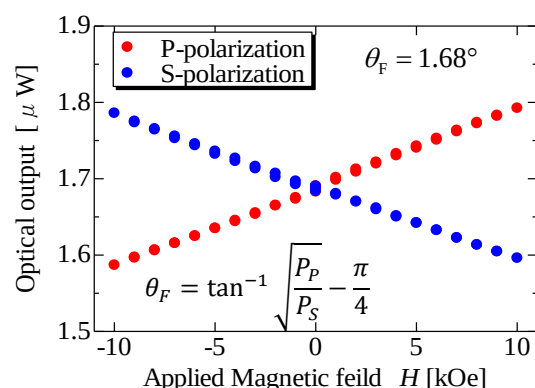


Fig. 2 Relationship between transmission P-polarized and S-polarized light intensity, and external magnetic field measured in 30nm-Co thin film.

Overview of Material Research by Information Integration Initiative (MI2I)

K Terakura
(NIMS)

米国での Materials Genome Initiative (MGI) に刺激されて、世界の多くの国で所謂マテリアルズ・インフォマティクスプロジェクトが始まっている。我が国でも昨年より、JST のプロジェクトとして、物質・材料研究機構 (NIMS) を拠点とした情報統合型物質・材料開発イニシアティブ (MI²I) が始まった¹⁾。主な目的は、データ科学と物質・材料科学の連携により、物質・材料開発を加速することである。本プロジェクトでの重要な出口課題の一つとして、磁石・スピントロニクス材料を設定しており、その枠における一つの具体的な成果として、希土類元素と 3d 遷移金属元素からなる磁性体のキュリー温度の実験データをつかって、機械学習によりキュリー温度の予測をした。機械学習を用いて、望みの性質を持つ物質・材料を探索する仕組みを説明し、いくつかの具体的な例を紹介する。

Reference

- 1) <http://www.nims.go.jp/research/MI2-I/index.html> (Accessible on 2016/06/01)

データ科学手法による磁性材料探索

小口多美夫

大阪大学産業科学研究所

物質・材料研究機構

Data-Science Approach to Magnetic Materials Exploration

T. Oguchi

Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka University, Ibaraki 567-0047, Japan

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

Data-science approaches with rapidly growing data have recently brought a new trend of research and development to a variety of fields in science and technology. In materials science, it is now widely called "Materials Informatics (MI)", as often seen in several related world-wide projects¹⁻⁵⁾. The key strategy is to integrate data-science techniques with experimental, theoretical, and computational ones. Especially big data generated by computational simulations together with existing experimental databases are the target of data-science methods such as data mining and machine learning interleaved with appropriate physical modeling and descriptors. In MI, first-principles density-functional-theory calculations among the computational approaches play an important role for supplying data and knowledge on materials complementary to the experimental databases. This is one of the characteristic features of MI contrast to the preceding "Bioinformatics". In this talk, I shall introduce some fundamental issues of the data-science approaches to the exploration of magnetic materials in our research project MI²I.

References

- 1) Materials Genome Initiative (MGI): <https://www.whitehouse.gov/mgi>
- 2) Materials Design at the Exascale (MAX): <http://www.max-center.eu>
- 3) Novel Materials Discovery (NOMAD): <http://nomad-coe.eu>
- 4) An e-infrastructure for software, training, and consultancy in simulation and modeling: http://cordis.europa.eu/project/rcn/198333_en.html
- 5) Materials Research by Information Integration Initiative (MI²I): <http://www.nims.go.jp/eng/research/MII-I/index.html>

Computational exploration of new permanent magnet compounds

Takashi Miyake^{1,2}

¹ CD-FMat, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Tsukuba 305-8568, Japan

² CMI² and ESICMM, National Institute for Materials Science, Tsukuba 305-0047, Japan

I will discuss current status and challenges for permanent magnet research by information integration. Strong magnet compounds such as $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ and NdFe_{12}N consist of three elements, namely rare-earth, iron and the third element. A natural question is: What is the best third element, and what about the fourth in a quaternary compound? This is an issue to be tackled by computational screening. As an example, we will present first-principles calculations of ThMn_{12} type iron-based compounds. However, brute-force search based on first-principles calculations is computationally demanding even if using supercomputer facilities, since the number of combinations of chemical composition increases rapidly as the number of elements in a compound is increased. Machine learning is a possible solution to improve the efficiency drastically. It is found that Gaussian process regression using 7 descriptors accurately reproduces the Curie temperatures of bimetal alloys composed of transition-metal and rare-earth elements. This technique can be utilized for virtual screening. Another issue is exploration of crystal structure. Saturation magnetization is expected to be larger as the iron content increases. Hence, the crystal structure of new iron-rich phases is of particular interest. Crystal structure prediction is a hot topic in computational materials science in the past decade, and various efficient algorithms have been developed. Recent progress and applications will be reviewed.

Mining magnetic materials data

DAM Hieu Chi

(Japan Advanced Institute of Science and Technology)

The most important underlying hypothesis of materials researches is that the features of the structure of materials, as well as its derived physical properties has strong multivariate correlations. The task of materials design is to make these correlations clear and to determine a strategy to modify the materials to obtain desired properties. However, such correlations are usually hidden and difficult to uncover or predict by experiments or experience.

For dealing with this issue, data mining methods which can extracting meaningful information and knowledge from large data sets, are attracted a great deal of interest. Motivated by using data mining to solve data-intensive problems in materials science, we develop a method to quantitatively model the multivariate correlations between physical properties of materials and their structures by using sparse modeling. The key idea of our method is to use advanced statistical mining algorithms, in particular multiple linear regression and non-linear regression regularized least-squares [1, 2] to solve the sparse approximation problem on the space of structural and physical properties of materials. We use cross-validation to consistently and quantitatively evaluate the conditional relations of physical properties to all the structural features of the materials in terms of prediction. We apply the method to a data set of more than four thousand transition rare-earth metal alloys. We demonstrate that the obtained sparse model is not only significant for the comprehension of the physics relating to the materials, but also valuable for the guidance of effective material design.

Reference

- 1) R. Tibshirani, J. R. Statist. Soc. B 58, 267 (1996). B. Efron, T. Hastie, I. Johnstone, and R. Tibshirani, Annals of Statistics 32, 409 (2004).
- 2) C. E. Rasmussen, C. K. I. Williams, Gaussian Processes for Machine Learning, MIT Press (2006).

Expectation for Materials Informatics in Magnetic Material Research

磁性材料研究におけるマテリアルズ・インフォマティクスへの期待

T. Shoji

Advanced Material Engineering Division, Toyota Motor Corporation, Susono 410-1193, Japan

概要

急激な計算機の計算速度の高速化と記憶媒体の高密度化に伴い、大量のデータの利活用が可能になり、様々な領域へ情報科学 (Informatics) を活用した取り組みが波及している。物質・材料の研究開発においても、情報科学の利活用の潮流は確実に押し寄せており、2011 年に開始されたアメリカの Material Genome Initiative[1] を皮切りに世界レベルで物質・材料にかかわるデータを活用した新材料の探索、新たな法則の探求といった取り組みが本格化しつつある。単純に Big Data を活用するといってもデータそのものだけでは何も得ることはできず、そこに情報科学的なアプローチで解析するということが必須となる。得られた結果をデータとして蓄積し、解析を行うことで、データの持つ意味を最大化し、新たな情報への変換や新たな知見を抽出することが材料科学 (Materials Science) へ情報科学 (Informatics) を適用することへの期待である。

一方、自動車メーカーの先端材料技術に携わる観点から見たとき、現在の電磁気活用を想定した磁性材料を取り巻く状況は、アプリケーション面では拡大を見せているといえる。例えば、駆動用モーターや電圧変換、直流交流変換など、従来の自動車には搭載されていなかった電磁気部品がハイブリッド車をはじめとする駆動系にモーターを搭載している次世代車では欠くことのできないものとなっている。駆動用モーターを搭載した車両の年間の販売台数も、ハイブリッド車への参入を果たす自動車メーカーが増えてきたことも相まって、加速度的に増加している。現在のところ、NdFeB 系の磁石が駆動用モーターに用いられる磁石としては主流であり、希土類の低減や重希土類フリー化などの課題は依然として解決していない。また、従来車両にも用いられている部品においても、小型補機モーターやスピーカーなど目立たないところにも多量の磁性材料が用いられており、性能とコストをバランスさせた磁石の開発についても、軽量化を目的としてニーズが高い。

講演では、自動車メーカーの材料技術の技術者から見た自動車用途を想定した磁性材料の研究への期待と、研究の深化・加速・拡大に対して情報科学 (インフォマティクス) が果たしうる役割についての所感と期待について述べる。

Reference

- 1) <https://www.mgi.gov/>

Opportunities and Challenges for Inorganic Material Informatics from a View Point of Big Data Analytics

Yuzuru Tanaka

tanaka@meme.hokudai.ac.jp

(Graduate School of Information Science and Technology, Hokkaido University)

1. Opportunities for Data-driven Sciences

While “big data” in general is characterized by 3V, i.e., the volume, the velocity and the variety of the target data set and/or data stream, by 4V, adding the veracity of data, or by 5V, adding the value of the analysis result, “big data” in applications, especially in cutting-edge science, symbolizes the paradigm shift from mission-driven research to data-driven research, where the volume may not be the major property of the target data set in the current situation. Recent development of big data core technologies including analysis algorithms and high performance data management and analysis platform technologies, together with the development of automatic measurement instruments and/or large-scale high-performance computer simulation technologies, are currently strongly promoting this paradigm shift to data-driven research in varieties of domain sciences, which is gradually allowing us to conduct scientific research studies completely in cyber worlds after having obtained all the required data sets, or through the real-time receiving of data streams. This trend will further allow us to easily share and exchange not only data sets but also analysis and visualization tools and services, analysis scenarios, and meta knowledge about them, and will definitely lead us to what we call open science.

2. Challenges for Data-driven Sciences

Bioinformatics has made the first big success among data-driven sciences to encourage other sciences to follow. Personalized medicine and material informatics are example followers. However, their researchers are gradually recognizing the difficulties to fill in the gap between varieties of available data analysis methods and the goals to find out new meaningful personalized treatments or new functional materials. This gap has two major causes.

In these data-driven sciences, most of the target systems are complex systems of systems in which more than one subsystem with different mechanisms interact with each other, and each of them is also a heterogeneous system, i.e., a mixture of more than one subsystem following either different mathematical models or the same model with different parameter values. In the machine learning of such a system, the learning data set inherently consists of more than one subset that follow different mathematical models or the same model with different parameter values. It is necessary to appropriately segment the learning data set into homogeneous subsets before applying the machine learning separately to each subset. Such segmentation is generally not an easy task. Furthermore, the size of each homogeneous data subset may often become too small for statistically meaningful analysis. Personalized medicine aims to find out a personalized treatment that works best for a specific patient, but not necessarily well for the others. The learning data set of patients is inherently a mixture of different types of patients with different chemo-responses. Each existing large-scale database of inorganic natural materials is also a mixture of different types of materials consisting of different atoms arranged in different structures. The total number of the learning data for a certain type of inorganic natural materials for which we can assume the same physical model for simulation and/or the same regression model for analysis may be in the order of 10^3 , or 10^4 at most, which is definitely small for machine learning, and definitely not sufficient for the deep learning.

Besides the first cause of the gap, i.e., the heterogeneity of the learning data set and the comparatively small size of each homogeneous data subset, it is often difficult to define sufficient number of appropriate explanatory variables in providing the learning data set through measurement and/or simulation. In bioinformatics, “genome” constitutes substantial portion of explanatory variables. In material informatics, we also need its counterpart, i.e., “materials genome”. For proteins and peptides, a web server called PROFEAT computes structural and physicochemical features from amino acid sequence to systematically define a sufficient number of explanatory variables. It is a challenge, especially in inorganic material informatics, to systematically define a sufficient number of appropriate explanatory variables, i.e., inorganic materials genome.

3. Proposed Action Plan for Inorganic Material Informatics from a Computer Scientist’s View Point

In order to increase the size of each homogeneous subset of the learning data set, we may focus more attention on artificial inorganic materials than on natural ones. Examples may include those with amorphous structures and those with higher-order crystal structures of atom clusters. Such higher-order nanostructures and/or mesoscopic structures may increase not only the design parameters but also the value space spanned by these design parameter variables. An amorphous material, for example, may introduce two more design parameters, i.e., the average and the variance of its crystalline diameters. A super crystal of atom clusters may introduce the design parameters of both each atom cluster and the super crystal structure. These design parameters may work as explanatory variables of the learning data set, which may be provided by the simulation based on the first-principle-calculation modeling of the artificial materials and by databases of related physical properties of the involving atoms and crystal structures. We can compute only a sufficiently large finite number of simulations to calculate some functional properties of our concern. These functional properties of the materials may include conductivity, magnetic property, optical property, interfacial activity, catalytic activity, and bulk modulus. The machine learning for the regression using the simulation result as the learning data set will estimate the values of such physicochemical properties for arbitrary value combinations of explanatory variables for which the simulation is still missing.

It is not always possible to mathematically model the total system with all the physicochemical and structural parameters taken into account as explanatory variables for estimating some functional properties of our concern. The original idea of machine learning was to give a solution to this problem. Instead of assuming the knowledge about the underlying mechanism of the total system, it uses the observation records of the relation between a sufficiently large set of aspects and each functional property of the system as its learning data set to estimate this functional property value for an arbitrary new value combination of aspects. The success of machine learning heavily depends on the quality and the quantity of such aspects of the target system. Each aspect defines explanatory variables as parameters of its mathematical modeling. In the simplest case, an aspect defines a single explanatory variable.

Aspect modeling is different from the total-system modeling. It may use a simple model that may explain the specified aspect of the system. In naive application of machine learning to materials data, some material properties become difficult to estimate accurately. Material properties such as lattice constant and magnetic moment can be accurately estimated from simple descriptors, i.e., explanatory variable, using basic machine learning methods [1]. However, in the experiments, machine learning did not work well to estimate the material bulk modulus (the resistance to compression of the material). After adding new explanatory variables such as bond type, energy difference in compression and expansion, and density for the aspect modeling of the material bulk modulus, and calculating, for each record in the learning data set, the values of these added explanatory variables through the simulation of this aspect modelling, the bulk modulus could be well estimated.

Some aspect of our concern may be defined as a function of already defined explanatory variables. Depending on the types of machine learning, such an aspect may require the explicit introduction of a new explanatory variable as a derived variable, i.e., a function of other variables. In linear-regression machine learning, derived variables defined as linear combinations of other explanatory variables need not be explicitly introduced as new explanatory variables. They are implicitly considered by the algorithm if necessary. However, such a derived variable as x/y should be explicitly introduced as a new explanatory variable. Some indices obtained as analysis results such as cluster ids or pattern ids may sometime work as new explanatory variables for further segmentation and analysis. We call such explanatory variables marker variables or, simply, markers.

It should be noticed that the design of appropriate explanatory variables and the process of segmentation and analysis are both by their nature exploratory processes. This implies the importance of the development of an integrated exploratory visual analytics platform for data-driven sciences. A further shift toward open science requires not only the sharing of platform systems, but also a shared repository of data sets, analysis and visualization tools and services, analysis scenarios, and meta knowledge about them in reusable forms. Meme media and meme pool architectures [2] as well as their web-based implementation Webble World will answer these requirements.

Reference

- 1) K. Takahashi and Y. Tanaka, "Material synthesis and design from first principle calculations and machine learning," *Computational Materials Science*, vol. 112, pp. 364–367, 2016.
- 2) Y. Tanaka, *Meme Media and Meme Market Architecture*. Piscataway; NJ; USA: IEEE Press, 2003.

Comments on Materials Informatics from a Researcher in Industry

Takeshi Nishiuchi

Magnetic Materials Research Laboratory, Hitachi Metals, Ltd., Osaka 618-0013, Japan

Over 30 years passed since invention of an Nd-Fe-B magnet, there are strong demands of “new materials” exhibiting characteristics more excellent than this magnet. To realize this matter, for example, there are many efforts to find out a new compound with better magnetic properties than $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$.

“Materials Informatics” is an approach which combines material sciences and data sciences, and has great possibility to change a way of development of new materials in industry in the future. Several national projects are promoted in Japan, and magnetic materials, especially permanent magnets, are one of the important targets of them.

In this talk, I will give personal comments on application of “Materials Informatics” for research and development of permanent magnets based on my own experiences in industry.

Perspective／展望

Satoshi ITOH／伊藤 聡
(Japan Science and Technology Promotion/JST)

A new national project concerning the materials informatics (MI) research has been started from July 1st 2015 in the NIMS; which called MI²I (Materials research by Information Integration Initiative). In this project, a new data will be added to the materials database operated by NIMS, the tools required in the MI research will be developed, and a data-platform for materials research will be constructed. By using this platform, the effectiveness of the MI approach will be demonstrated in the development of magnetic materials including spintronics materials. Considering that many practical magnetic materials are multi-component compounds, we have to develop a more advanced searching system. A recent development in AI technology will play an important role in that way.

The MI approach will significantly reduce the time to discover, develop and manufacture new magnetic materials; in which a key issue is open and easy accessible database of the materials. The materials database contains crystal structure, composition rate, etc., but it is not enough. That is, in addition to materials data of the ideal state such as a perfect crystal, information of manufacturing processes in the actual material should be gathered in the materials database. However, production or manufacturing process usually is concealed as know-how. In order to promote the MI study, a policy regarding the handling of materials data including the know-how has become extremely important.

Surface Plasmon Polaritons for Magnetic Applications

K. Nakagawa, and Y. Ashizawa

College of Sci. & Tech., Nihon University, Chiba, 274-8501, Japan

Surface Plasmon Polaritons (SPPs) are very useful for magnetic applications, especially for Heat Assisted Magnetic Recording (HAMR), magneto-optical sensing, and triggering magnons, because SPPs can be confined into a small spot beyond its optical interference limit. HAMR head is a good example for the application of SPPs¹⁾. Optical light is efficiently transferred into a SPP waveguide, and is effectively propagated to a Near-Field Transducer (NFT) at the end of the waveguide in HAMR head. A calculated result at a recording layer and a NFT tip at the end of SPP waveguide as an example is shown in Fig. 1. Magnetic sensing technique applying SPPs is also beneficial to sensitively detect magnetic condition²⁾. Kretschman-Raether configuration at a critical incident angle as shown in Fig. 2 is very sensitive to reflective index. It can detect magnetization direction by its reflectivity of an incident light. For example, the reflectivity changes about 4 point at the incident angle $\theta \sim 41$ degree as shown in Fig. 3. It could detect magnons distribution if we would apply NFT as a detecting sensor. As T. Satoh reported³⁾, an optical light can trigger magnons, so SPPs must set off magnons if we control SPPs. We also found that the wavelength of SPPs can be controlled by a SPP waveguide structure as shown in Fig. 4⁴⁾.

References

- 1) K. Tamura, Y. Ashizawa, S. Ohnuki, and K. Nakagawa, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **38**, 131-134 (2014).
- 2) Y. Ashizawa, S. Shinohara, T. Nawata, and K. Nakagawa, Abstr. MORIS, 2011, p. 103.
- 3) T. Satoh, Y. Terui, R. Moriya, B. A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, and K. Kuroda, *Nature Photon.*, **6**, 662-666 (2012).
- 4) T. Matsumoto, Y. Ashizawa, and K. Nakagawa, *Tech. Meeting Magnetism, IEE Japan*, MAG-16-018, 23-28 (2015).

Acknowledgements Computational simulation for HAMR head and multi-layer SPPs has been calculated by the university students: K. Tamura, Y. Hayashi, and T. Matsumoto. This work is partially supported by a Grant of MEXT-Supported Program for the Strategic Research Foundation at Private Universities, 2013-2017.

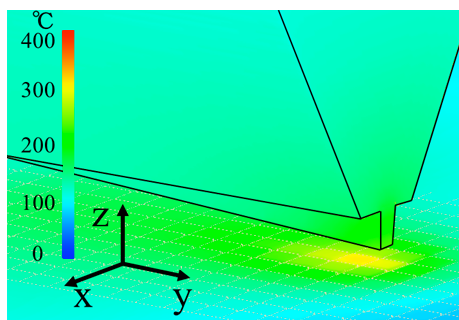


Fig. 1 One of the calculated results of temperature for HAMR.

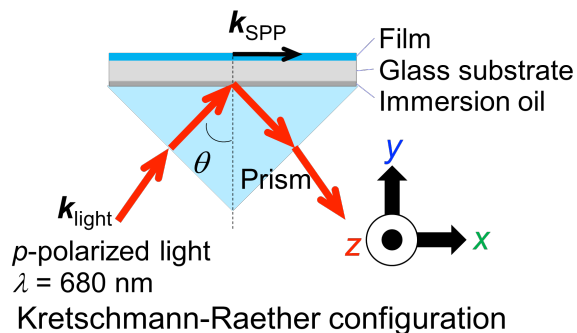


Fig. 2 Kretschmann-Raether configuration.

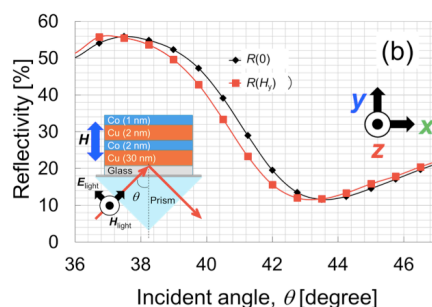


Fig. 3 Reflectivity change depending on magnetic field.

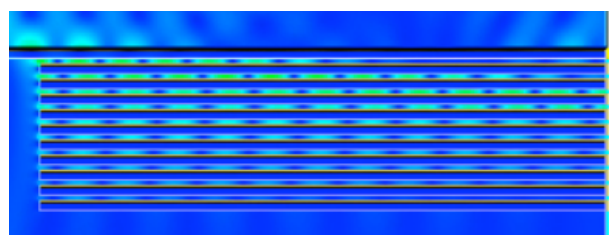


Fig. 4 SPPs in metallic multilayers.

Recent progress in fundamental studies on spin-photonics with magnets, semiconductors and insulators

H. Munekata, N. Nishizawa, and K. Nishibayashi
(Institute of Innovative Research, Tokyo Institute of Technology)

Digital information technology has great impact on our lives, which has strongly motivated scientists to look for faster and more energy-efficient ways to process streams of digital signals. This presentation reviews some works carried out recently in our group; namely, (i) devices for circular polarized light (CPL) technology and (ii) all-optical new functional devices.

Spin-LED as a monolithic CPL emitter (Fig. 1)

Compared with optics and photonics based on linearly polarized light, not so much research has been carried out for the development of technology based on CPL. We report bright electroluminescence of nearly pure circular polarization at room temperature with relatively high current density using lateral-type spin LEDs consisting of Fe stripe electrodes, 1-nm crystalline AlO_x tunnel barriers, and laser-quality $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ double hetero-structures (DH) [1,2]. Electrical helicity switching up to 100 kHz has been demonstrated using dual spin injection electrodes formed on the DH [3,4].

From photo-excited precession of magnetization to all-optical new functional devices (Fig. 2)

We found through the study of photo-excited precession of magnetization using ultrashort (10^{-13} sec) weak laser pulses of $1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ or less, that spins in ultra-thin Co/Pd multi-layer films are very susceptible to light; namely, a material that could be a candidate for photo-sensitive magnets [5]. This finding has been followed by the demonstration of polarization modulation of light signals in an optical waveguide with the same class of magnets, GdFe thin films [6]. In this work, we have emphasized the feasibility of the multiplexed transmission of polarization-modulated signals, controlled ultimately by photo-excitation of a class of light-sensitive magnetic layers.

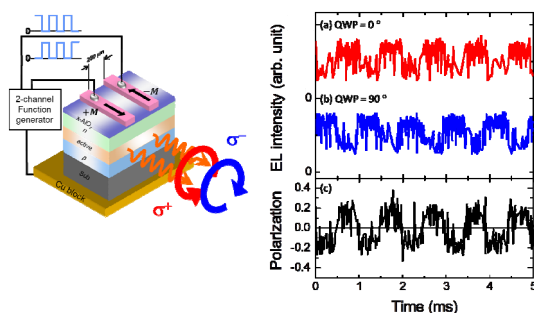


Fig. 1: (left) schematic device structure of dual-injection spin-LED, and (right) the data representing 1 kHz helicity switching at RT.

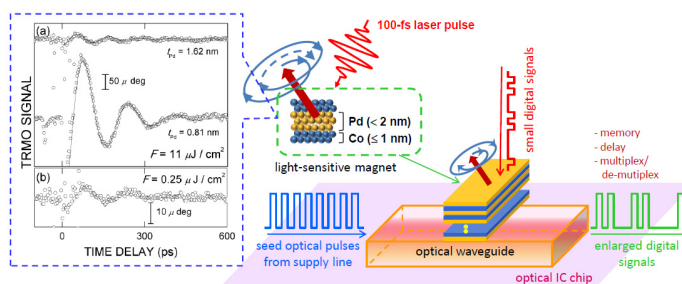


Fig. 2: Experimental data of photo-excited precession of magnetization (left), schematic illustration of Co/Pd ultra-thin multi-layers (upper center), and the concept of three-terminal photonic device utilizing photo-magnetic property (lower right).

Reference

- 1) N. Nishizawa and H. Munekata, JAP **114**, 033507 (2013).
- 2) N. Nishizawa, *et al.*, presneted at SSDM 2015 (Sept. 28, 2015, Sapporo) A-2-5 (Late News).
- 3) N. Nishizawa, *et al.*, APL **104**, 111102 (2014).
- 4) M. Aoyama, *et al.*, presented at JSAP Spring Meeting (March 19, 2016, Tokyo) 19p-P1-55 (Poster).
- 5) K. Yamamoto, *et al.*, IEEE Trans. Mag. **49**, 3155 (2013).
- 6) K. Nishibayashi, *et al.*, APL **106**, 151110 (2015).

Challenge to magnetization dynamics observation by Kerr microscope with real-time processing of differential-polarization images

Sakae Meguro^{1,2)}, Shin Saito²⁾

¹Neoark Corporation, 2062-21 Nakano-machi Hachioji, Tokyo, 192-0015 Japan

²Department of Electronic Engineering, Graduate School of Engineering, Tohoku University, 6-6-05, Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai, 980-8579 Japan

1. Introduction

In recent years, the functional spin-related devices that apply spin wave and the spin current have been developed. In most cases, these devices have been operated by detecting an electrical signal. However, the electrical signal might reflect not only the magnetic but also other properties, that it is important to verify other detection methods. The detection method by using magneto-optical effect is a useful detection method which has the advantages of non-contact and non-invasive. Additionally, Kerr effect microscope based on the photographic method is useful because it can visualize the two-dimensional spin propagation in a short time. We have been developed the Kerr effect microscope by photographic method¹⁻⁴⁾. In general, conventional Kerr effect microscope which applies extinction method uses a saturation-image subtraction method⁵⁾ in order to emphasize the magnetic domain image. However, this method has the following problems; a sample with high saturation magnetic field cannot be observed; image deterioration caused by the position deviation of the sample which is affected by magnetic field and thermal expansion and efficiency of light is as low as a few percent. Accordingly, we report the development of Kerr effect microscope for observation of magnetization dynamics by differential-polarization imaging method, which can observe magnetization images in real time.

2. Principle of the differential-polarization imaging method

The schematic diagram of the differential polarization imaging method is shown in the Fig. 1. Light from the lamp illuminates the sample through a relay lens and an objective lens. The reflected light from the sample is imaged by the objective lens and the imaging lens. Images of two orthogonal polarizations are imaged separately by inserting the Glan-Thompson polarizing beam splitter between the imaging lens and the CCD camera. The analog video signals of the CCD camera 1 (CCD1) and the CCD camera 2 (CCD2) are amplified by the differential amplifier. Common background noises which are included in the both CCD camera images like the reflectivity change and so on are canceled by the differential amplifier. Kerr signal is increased by a differential amplifier because each signal is in the reverse phase. For this reason the output signal from the differential amplifier emphasizes the Kerr signal. These signals are captured into PC through the frame grabber with 8 bit brightness resolution. This method has the following advantages; magnetization image can be observed in real time, without application of saturation magnetic field; with no image deterioration according to positional deviation of the sample; the light utilization efficiency is high because of using all of the illumination light forms an image on the two CCD cameras.

3. Experiment

The optical system was arranged to measure the polar Kerr effect. The sample was a GdFeCo thin film with perpendicular magnetization. It was needed to perfectly match the images from each CCD camera to get a correct result. To accomplish this, the position, angle and focus of CCD1 were adjusted by using the pulse motor stage of the XYZθ axis. Electronic shutters of the CCD1 and CCD2 were set to 1/2000 seconds. An observation result of the maze magnetic domain of the GdFeCo thin film which is patterned to $40 \times 100 \mu\text{m}$ is shown in Fig. 2. The images of CCD1 and CCD2 are shown in Fig. 2(a) and Fig. 2(b), respectively. The image of the difference between CCD1 and CCD2 is shown in Fig. 2(c). And the image which is obtained by the conventional extinction method is shown in Fig. 2(d). Domain structure is not observed in the image of Fig. 2(a) and (b) because the brightness change of the magnetic domain is less than the brightness resolution of the frame grabber. Maze magnetic domain structure has been observed in Fig. 2(c). In the differential polarization method, the obtained images contain hardware specific noise such as caused

by a CCD camera and signal processing circuitry. To cancel the background noise which is caused by the hardware, the image which is recorded in the metal mirror is subtracted from the measured image. The image observed by the conventional extinction method is shown in Fig. 2(d) as comparison to the measurement result. Both Magnetic domain structure images of (c) and (d) are consistent. In conclusion, the present study has demonstrated that the magnetic domain image can be observed by the differential-polarization imaging method. Image of Fig.2 (d) has been acquired by setting the electronic shutter of the CCD camera to 1/30 seconds. The magnetic domain image was captured by the differential-polarization imaging method with light exposure of 1/67 less than the conventional extinction method. From these results, the Kerr microscope by differential-polarization imaging method is suitable for observation of magnetization dynamics using stroboscopic method. In the conference, the observation on longitudinal Kerr arrangement will be reported.

Acknowledgment

This work was supported by JSPS KAKENHI Grant Number 15H02255.

Reference

- 1) S. Meguro et al., Proc. Ann. Conf. Magn. Soc. Jpn. 2004, 24aF-9.
- 2) S. Saito et al., Bulletin of the 155th Topical Symp. of the Magn. Soc. Jpn., 2007, p. 1.
- 3) S. Meguro et al., Proc. Ann. Conf. Magn. Soc. Jpn. 2008, 14p1PS-90(E).
- 4) S. Meguro et al., Bulletin of the 204th Topical Symp. of the Magn. Soc. Jpn., 2015, p. 9.
- 5) A. Hubert and R. Schafer, Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures, (Springer, Berlin, 1998) Chap. 2.3.

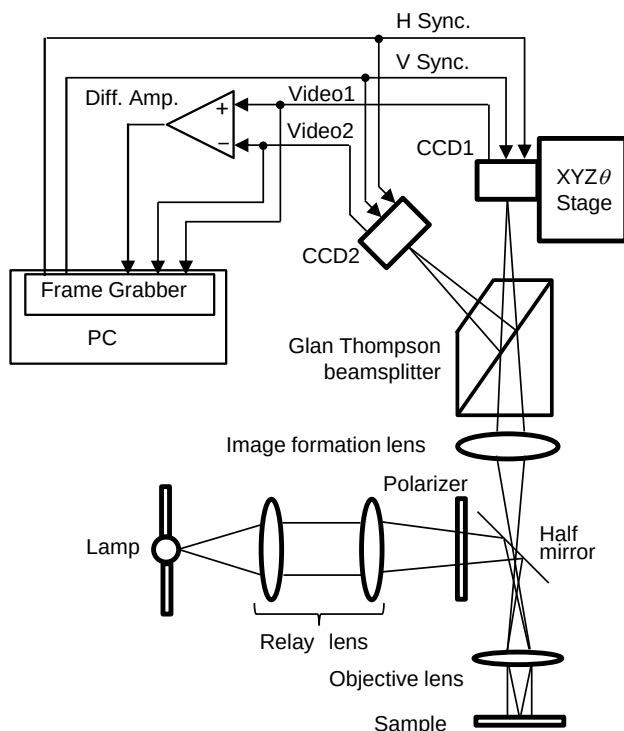


Fig. 1 Schematic diagrams of the differential-polarization imaging method.

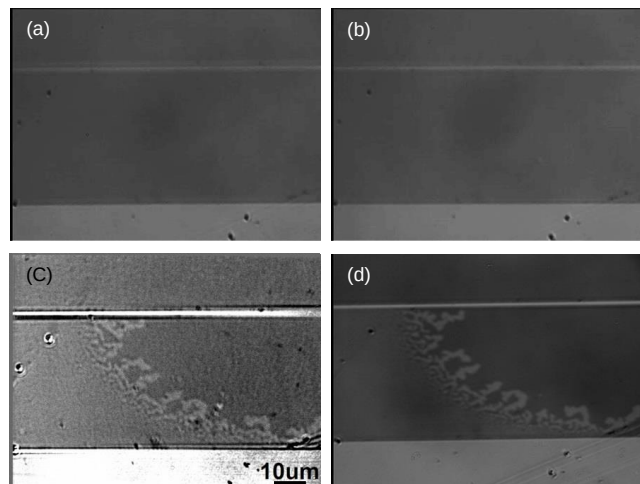


Fig. 2 Observation images and domain images for the GdFeCo thin film pattern ($40 \times 100 \mu\text{m}$). Observation images of (a) CCD1 and (b) CCD2. Domain images of (c) differential-polarization imaging method and (d) conventional extinction method.

Artificial Magnetic Lattices and Their Optical and High Frequency Applications

○M. Inoue¹, Y. Nakamura¹, H. Takagi¹, T. Goto^{1,2}, P. B. Lim¹ and H. Uchida¹

¹Toyohashi University of Technology, Toyohashi 441-8580, Japan

²JST, PRESTO, Kawaguchi 332-0012, Japan

Artificial magnetic lattices (AMLs) introducing the artificial structure of the scale from a few 10 nm to several 100 nm show a novel magnetic functions attributed to their structures, so the studies utilizing these AMLs become an important engineering field. A magneto photonic microcavity (MPM) is a typical AML, in which transparent ferromagnetic garnet is sandwiched with two Bragg mirrors, and shows giant magneto-optical (MO) effect¹⁾. This presents a feasibility of new optical media controlling its optical properties by spin. On the other hand, the magnonic crystals, in which the light of MPC is replaced with the spin waves in ferromagnetic material, can control the precession of spin of the magnetic material and show the magnonic band gap²⁾. In this symposium, these optical and high frequency applications using the artificial magnetic lattices are presented.

Holography is a key technology for three-dimensional (3D) displays, shape measurements, and high-capacity data storage. A holographic display is a realistic 3D display because it produces an exact copy of the wave front of scattered light from 3D objects³⁾. Recently, we developed a 3D magneto-optic spatial light modulator (3D-MOSLM) that had a two-dimensional magnetic pixel array with sub-micrometer-scale pixels for a wide viewing holographic display. A thermomagnetic recording with an optical addressing method is used to form sub-micrometer-scale magnetic pixel arrays without a driving line, and 3D image is reconstructed using the MO effect. The first 3D-MOSLM used an amorphous TbFe (*a*-TbFe) film as magnetic film⁴⁾, but the brightness of reconstructed images was very low. To achieve bright 3D images, the magnetic film should have high transmittance and a large Faraday rotation angle, so we developed a 3D-MOSLM with MPM structure using the Bi substituted rare earth iron garnet (Bi:RIG) as a recording magnetic layer. As a result, as shown in Fig. 1 (b)-(d), we could achieve the reconstruction 3D image as bright as 100 cd/m² by using the designed 3D-MOSLM having a MPM structure with high diffraction efficiency⁵⁾. Another application of holography is the hologram memory that is a promising candidate for next data-storage technology with high recording densities of greater than 1 TB/disk. We have employed a collinear holographic system that can write and read data using a single optical axis with a spatial light modulator⁶⁾. Similar to 3D-MOSLM, we have also selected the Bi:RIG film as a recording medium, and succeeded to record and reconstruct data on the Bi:RIG film using the collinear holographic system as shown in Fig. 2(a)⁷⁾. However, the reconstructed image was dark and unclear due to the low diffraction efficiency of the garnet medium. To improve the diffraction efficiency, we again designed MPM structures for the recording media. Figure 2(b) and (c) show the reconstructed images from the usual single layer garnet film and the MPM medium⁸⁾. The image reconstructed from the MPM medium had approximately twice the brightness of that reconstructed from the single layer film. These mean that the MPM structure is very attractive recording media.

In addition to these optical applications, we also apply the AML structure to control the magnetostatic waves (spin waves), which is supported by the magnetostatic coupling of spins in a few GHz frequency region. An analogy of photonic crystal, when the propagation medium such as YIG have some periodicity, a magnonic band gap (MBG) can be observed for the spin waves. This MBG can be designed within a excitation frequency band by selecting the appropriate periodicity of the metal strips. We demonstrated experimentally the existence of the MBG using the sample with the one-dimensional periodic structure of Cu strip as shown in Fig. 3. As shown in Fig. 3(b), a clear and deep band gap was observed at approximately 3.00 GHz, and the frequency of the band gap is very sensitive to the magnetic field applied to the crystal²⁾. This high-*Q* MBG would be used for magnetic sensor. Similar to MPM, the localized mode of spin wave was also observed as shown in Fig. 3(d) by introducing a defect layer in periodic structure⁹⁾. These results indicate that we can manage the spin wave propagation in the same manner as the light in photonic crystals using AML structure although we have to consider the effect of shape magnetic anisotropy of the spin-wave waveguide.

This work was supported in part by the Grants-in-Aid for Scientific Research (S) 26220902, (A) 15H02240, and Grant-in-Aid for Young Scientists (A) No. 26706009.

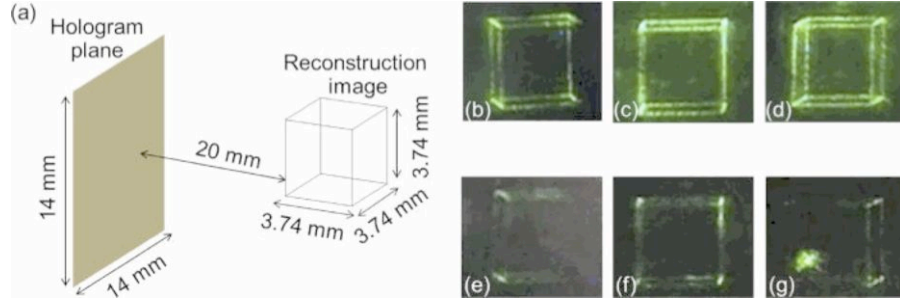


Fig. 1 (a) A model of 3D image for generating the hologram. The wireframe cube was constructed by point light sources. (b)–(d) Reconstructed images from MPC and (e)–(g) those from *a*-TbFe for comparison. The images of (b) and (e) were from left view point of 11°, (c) and (f) were from center, and (d) and (g) were from right view point of 11°.

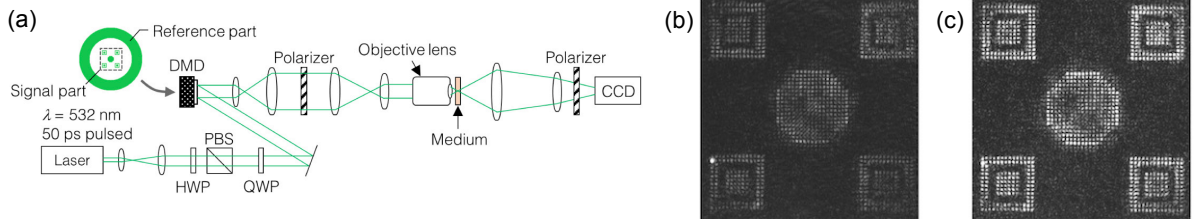


Fig. 2. Experimental setup and reconstructed two-dimensional data patterns. (a) Schematic illustration of the experimental setup for writing and reconstructing magnetic holograms. Reconstructed signal patterns from (b) the single layer Bi:RIG film and (c) the two-pair MPC medium. The MPC medium provided a clear and bright image because the diffraction efficiency of MPC medium was as double as that of the single layer film.

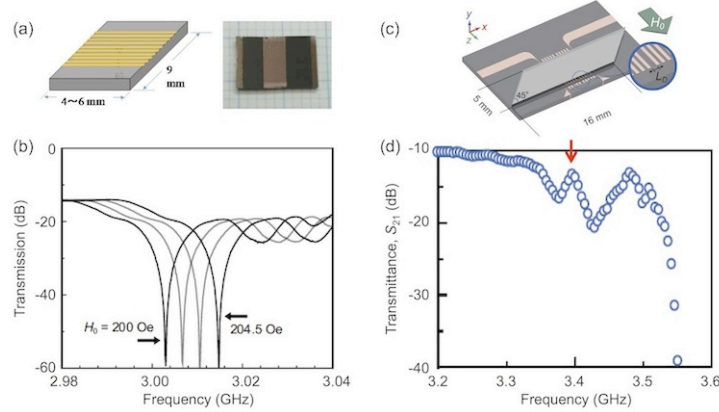


Fig. 3. (a) Schematic illustration and photograph of the 1D magnonic crystal composed of a YIG single crystal film and a periodical metal strips. (b) Frequency shift in the magnonic band gap corresponding to the change in the bias field from 200 Oe to 204.5 Oe with an interval of 1.5 Oe. (c) Schematic illustration of a magnonic crystal in the shape of a microcavity. (d) Transmission spectrum showing a localized state of spin wave at 3.395 GHz under the applied magnetic field of 400 Oe.

Reference

- 1) K. Takahashi, M. Inoue, J. Appl. Phys. 101 (2007) 09C523.
- 2) M. Inoue, A. Baryshev, H. Takagi et al., Appl. Phys. Lett. 98 (2011) 132511.
- 3) V. M. Bove, Proceedings of the IEEE **100** (2012) 918.
- 4) H. Takagi, K. Nakamura, T. Goto, P. B. Lim, and M. Inoue, Opt. Lett. 39 (2014) 3344.
- 5) K. Nakamura, H. Takagi, M. Inoue et al. Appl. Phys. Lett. 108 (2016) 022404.
- 6) H. Horimai and X. Tan, Opt. Rev. 12 (2005) 90.
- 7) Y. Nakamura, H. Takagi, P. B. Lim, and M. Inoue, Opt. Exp. 22 (2014) 16439.
- 8) R. Isogai, Y. Nakamura, M. Inoue et al., Opt. Exp. 23 (2015) 13153.
- 9) N. Kanazawa, T. Goto, M. Inoue et al., J. Appl. Phys. 116 (2014) 083903.

Ultrafast photo manipulation of magnetization and non-local spin dynamics

Arata Tsukamoto

(College of Science and Technology, Nihon University, Funabashi, Chiba, JAPAN)

For further progress in applications on magnetic magnonic and spintronic technology, ultrafast control of magnetization (ordered spin system) is an issue of crucial importance. Controlling magnetism by light is one of the promising approaches as appealing scenario. For photo manipulation of magnetization, femtosecond laser pulses that are among the shortest stimuli in contemporary technologies could serve as an alternative stimulus to manipulate spin order and trigger magnetization reversal.

An ultrashort laser pulse allows excitation of magnetic systems at time scales much shorter than fundamental quantities such as spin precession or spin-lattice relaxation times. Deterministic magnetization reversal was demonstrated¹⁾²⁾ in ferrimagnetic GdFeCo driven by single shot irradiation of laser pulse without the presence of a magnetic field. This All Optical Switching (AOS) phenomena originated from transient non-equilibrium state and sub-lattice nature is fundamentally different from conventional magnetic field driven switching mechanism. Furthermore, from the compositional dependency of all-optical light helicity-dependent magnetic switching (AO-HDS) in ferrimagnetic GdFeCo alloy, it is found that AO-HDS is associated with the collinear sub-lattice magnetization and an explanation of the AO-HDS based on magnetic circular dichroism exactly matches the above features of experiments³⁾.

Recently, it is revealed that further extraordinary spin dynamics in ultrashort time scale such as below ps region by ultrafast diffraction experiments with an X-ray probing⁴⁾. In particular, we observed Gd spin reversal in Gd-rich nano-regions within the first picosecond driven by the non-local transfer of angular momentum. These results suggest that a magnetic microstructure can be engineered to control transient laser-excited spins, potentially allowing faster spin reversal. Furthermore, AOS depends on the non-adiabatic energy dissipation of electron system in the GdFeCo layer from the incident surface in the depth direction during a few picoseconds⁵⁾. It will be also shown that employing plasmonic gold nano-antennas placed above TbFeCo magnetic layer it should be possible to confine photo-magnetic excitation in a spot well below diffraction limit as the order of 50 nm⁶⁾. Ultrashort non-local phenomena in magnetic material will be discussed.

Acknowledgment: This work was partially supported by MEXT-Supported Program for the Strategic Research Foundation at Private Universities, 2013-2017 and Grant-in-Aid for Scientific Research on Innovative Area, “Nano Spin Conversion Science” (Grant No. 26103004).

Reference

- 1) T. A. Ostler, et. al., Nature Comm., 3, 666 (2012).
- 2) C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, Phys. Rev. Lett., 99, 047601 (2007).
- 3) A Tsukamoto and Th. Rasing, In chapter 13 of “Spintronics for Next Generation Innovative Devices”, Wiley series in materials for electronic and optoelectronic applications, (2015).
- 4) C. E. Graves et. al., Nature Materials 12, 293 (2013).
- 5) H. Yoshikawa, S. E. Moussaou, S. Terashita, R. Ueda, A. Tsukamoto, Jpn. J. Appl. Phys, (2016) (Accepted).
- 6) T. Liu et. al., Nano Letters, 15 (10), 6862 (2015).

All-optical investigation of coherent magnon propagation in metallic films

Shigemi Mizukami

WPI-Advanced Institute for Materials Research, Tohoku University

Dipolar spin-wave frequency is typically in GHz microwave range and its lifetime is quite long in some materials, such as yttrium iron garnet (YIG), thus spin-wave have been widely studied to apply passive and active microwave devices in early days. Most of them could not be commercialized since those were not beyond semiconductor devices. Nowadays, spin-wave or its quantum, *magnon*, is studied with renewed interest as a basis for Magnonics, spin-based information processing technology without electric charge to reduce power consumption.¹⁾ The Magnonics research is still fundamental, where various basic building blocks have been discussed from the various aspects.²⁾ The light-induced coherent magnon may be one of such building blocks, which has been studied during the past few years,^{2,3)} because it is applicable to a light coupling for magnon circuit interconnection.²⁾ It is also interesting to seek light-induced coherent magnon in metallic films, because magnon dispersion in metallic film hetero-structure can be tuned by the interfacial anti-symmetric exchange interaction and also the externally applied electric field.⁴⁾ However, there have been few reports on the light-induced coherent magnon in metallic films.^{5,6)}

Here we present our recent results on the propagating magnon excited in films of magnetic metals by the micro-focused fs pulse laser with the spot diameter of μm scale. The magnon-propagation induced by the laser pulse was detected via the magneto-optical Kerr effect for another weak laser pulse with varying position and delay-time using all-optical scanning pump-probe technique (Fig. 1). The pulse laser-induced coherent magnons propagation was clearly observed and its propagation were highly anisotropic with respect to the direction of magnetization (Fig. 2), being consistent with the anisotropic dispersion of magneto-static surface or backward volume wave. Excitation mechanism of magnon is discussed in terms of ultrafast change of magnetization induced by the pulse laser.⁷⁾ This work was partially supported by KAKENHI No. 16H03846, Nano-spin conversion science No. 26103004, and the center of Spintronics Research Network.

Reference

- 1) A. A. Serga et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 264002 (2010).
- 2) B. Lenk et al., Phys. Rep. **507**, 107 (2011).
- 3) T. Satoh et al., Nat. Photo. **6**, 662 (2012).
- 4) K. Nawaoka et al., Appl. Phys. Express **8**, 063004 (2015).
- 5) Y. Au et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 097207 (2013).
- 6) S.-J. Yun et al., Appl. Phys. Express. **8**, 063009 (2015).
- 7) S. Iihama et al., arXiv: 1601.07247 (2016).

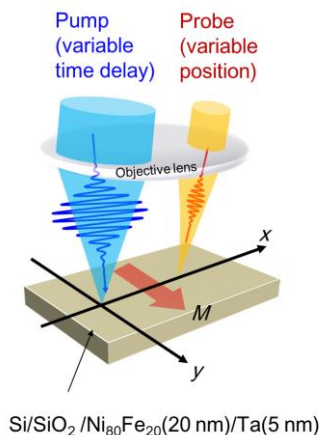


Fig. 1 Schematic illustration of the all-optical spatio-temporal pump-probe measurements for magnetic film under microscope.

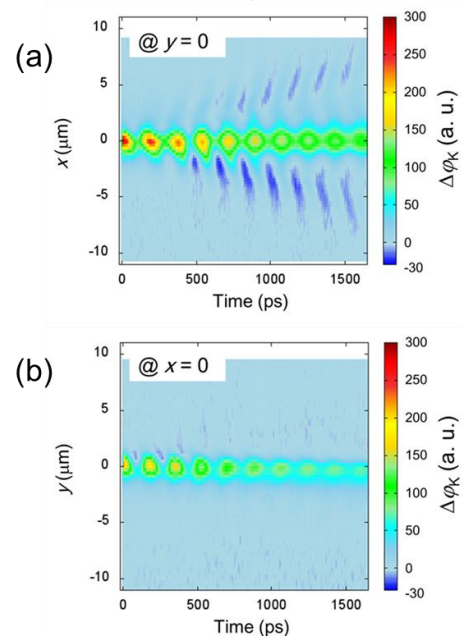


Fig. 2 Spatio-temporal mapping of the experimental data of the pump-pulse-induced change of Kerr rotation angle. The scanning direction of probe beam is (a) x- and (b) y-axis.

Accumulative magnetic switching of FePt granular media by circularly polarized light

Y.K. Takahashi¹, R. Medapali², J. Wang¹, S. Kasai¹, K. Ishioka¹, S.W. Wee³, O. Hellwig³, K. Hono¹ and E.E. Fullerton²
(NIMS¹, UCSD², HGST³)

Deterministic control of magnetization by light, often referred to as all-optical switching (AOS), is an attractive recording method because magnetization control becomes possible without the need of an external magnetic field¹⁻⁵. The first demonstration of AOS was in ferrimagnetic GdFeCo film where the Gd and FeCo spin sub-lattices are antiferromagnetically exchange coupled. Since the mechanism determined for GdFeCo films required antiparallel exchange of two sublattice systems, it was believed that AOS occurs only in ferrimagnetic materials including synthetic structures¹⁻⁴. However, recently Lambert *et al.* reported that the optical control of the magnetization occurs in ferromagnets including Co-based multilayer thin films and FePtAg-C granular thin film materials⁵. Therefore the potential mechanisms for AOS in ferromagnetic materials must be reexamined. Here, we report the observation of accumulative magnetic switching from multiple circularly polarized light pulses on FePt-C HAMR media.

The FePt-30vol%C (hereafter, FePt-C) granular film was deposited by co-sputtering of FePt and C targets on a MgO(001) single crystal substrate by DC magnetron sputtering at 600°C. 10-nm-thick C was deposited as a capping layer at RT. 15- μm -width Hall crosses were used for the measurement of the magnetization change by the light exposure and the applied magnetic fields.

Figure 1(a) shows the magneto-optical image of an initially demagnetized FePt-C granular film after scanning it with both right and left circularly polarized (RCP and LCP) light pulses. The optical pulses induce a net magnetization in the FePt-C and the sign of the magnetization is determined by the helicity of the light. To quantify the optically-induced magnetization changes, we exposed the laser over the Hall cross region. The initial state is remanence after applying saturating magnetic fields of -7 T (Fig. 1c)) and 7 T (Fig. 1d)). Figure 1(c) shows the normalized Hall resistance change after the exposure to RCP, linearly polarized and LCP. For RCP light, the normalized magnetization gradually decreases to zero, then reverses and saturates at about -0.5. This indicates that $\sim 3/4$ of the FePt grains switch to the opposite direction. On the other hand, the exposure to LCP light decreases the magnetization to about half of the initial value, corresponding to the switching of $\sim 1/4$ of the FePt grains. For exposure to linearly polarized light, the normalized Hall resistance gradually approaches zero. In the case of the opposite initial state (negative saturation) shown in Fig. 1d), RCP, LCP and linearly polarized light exposures result in the same final normalized magnetization of -0.5, 0.5 and zero, respectively. Thus, the magnetization state after exposure to polarized light only depends on the helicity of the light. Fitting Fig. 1(c) and (d) to a simple accumulative model, the switching probability by a single pulse is very small, less than 1%. However, accumulating the small switching probabilities results in a continuous change in the magnetization until the final equilibrium state⁶.

(1) C.D. Stanciu *et al.*, PRL99, 047601 (2007). (2) A. Hassdenteufel *et al.*, Adv. Mater25, 3122 (2013). (3) S. Alebrand *et al.*, APL101, 162408 (2012). (4) S. Mangin *et al.* NMAT13, 287 (2014). (5) C-H. Lambert *et al.*, Science345, 1337 (2014). (6) Y.K. Takahashi *et al.*, arXiv:1604.03488.

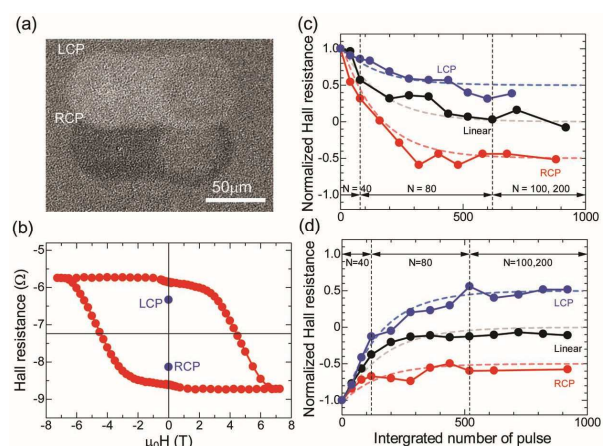


Fig. 1 Magnetization change observed from a FePt-C granular film by exposure to circular polarized light. (a) Magnetic image after exposure to RAP and LCP. (b) AHE curve for the FePt-C granular film. (c,d) Normalized Hall resistance after applying circular and linear polarized light.

Time-resolved imaging of spin wave transmission through an air gap

T. Satoh¹, I. Yoshimine² and T. Shimura³

¹Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka 819-0395, Japan

²AIST, Tsukuba 305-8565, Japan

³Institute of Industrial Science, The University of Tokyo, Tokyo 153-8505, Japan

Magnetization control using ultrashort optical pulses has been extensively studied in recent years. One of the nonthermal control of magnetization is based on the inverse Faraday effect, where circularly polarized pulses generate the effective magnetic field along the propagation vector in a transparent material, leading to spin wave generation^{1,2}. Spin wave reflection at the sample edge or transmission through an air gap has been reported in finite-size samples^{3,4}. In the present study, we report on time- and phase-resolved imaging of photo-induced spin wave's transmission through an air gap using pump-probe technique with a CCD camera.

In the experiment, a bismuth-doped rare earth iron garnet crystal with a thickness of 110 μm was used as a sample. Circularly polarized pump pulses with a time duration of 150 fs were employed to excite the sample via the inverse Faraday effect. Faraday rotation of time-delayed probe pulses was measured. Figure 1 shows the transmission of spin wave excited in the left hand sample through an air gap to the right hand sample, where the gap width was 40 μm and the time delay was 1000 ps. The center wavelength of the spin waves was observed to be 100-200 μm meaning that the spin waves were dipolar-dominated magneto-static waves. The relation between transmission, phase and the gap width was analyzed. The experimental results were compared with simulation results.

Reference

- 1) T. Satoh *et al.*, Nature Photon. **6** (2012) 662.
- 2) I. Yoshimine *et al.*, J. Appl. Phys. **116** (2014) 043907.
- 3) M. P. Kostylev *et al.*, Phys. Rev. B, **76** (2007) 184419.
- 4) T. Schneider *et al.*, EPL **90** (2010) 27003.

Acknowledgements

This work was partly supported by JST PRESTO, Grant-in-Aid for Young Scientists (A), and Grant-in-Aid for Scientific Research on Innovative Areas.

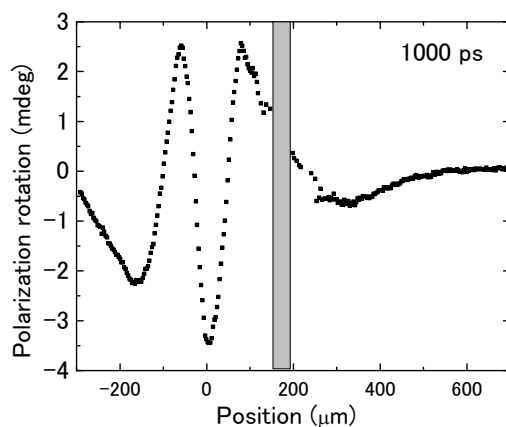


Figure 1 Spin wave transmission through an air gap with a width of 40 μm .

Time resolved magneto-optical Kerr effect and spin transfer torque switching of GdFeCo / TbFe exchange coupled bilayers

T. Kato¹, T. Higashide¹, B. Dai², D. Oshima³, S. Iwata³

¹Department of Electrical Engineering and Computer Science, Nagoya University, Nagoya 464-8603, Japan

²Center for Composite Materials and Structures, Harbin Institute of Technology, Harbin 150080, P.R.China

³Institute of Materials and Systems for Sustainability, Nagoya University, Nagoya 464-8603, Japan

Spin transfer torque (STT) switching is considered as a promising technology to realize Gbit class magnetic random access memories (MRAMs). However, there still remains a challenge to develop high-density MRAMs with densities of several Gbit and beyond, since it has a conflicting requirement, i.e., a reduction of critical current density J_c to switch the memory cell while keeping a sufficient thermal stability of the cell. One of the solutions for this challenge is so-called thermally assisted MRAM in which the memory layer is heated during the writing¹⁾. We have studied amorphous TbFe^{2), 3)} and GdFeCo^{4), 5)} as a memory layer of the thermally assisted MRAM cell. In this paper, we discuss the STT switching of GdFeCo single layers and GdFeCo / TbFe exchange coupled bilayers. Moreover, Gilbert damping constant α of GdFeCo / TbFe bilayers is discussed to compare the product of Gilbert damping and perpendicular anisotropy with the switching current density J_c .

GdFeCo (10 - x nm) / TbFe (x nm) exchange coupled bilayers were deposited on thermally oxidized Si substrates by RF magnetron sputtering, where the TbFe thickness x was varied from 0 to 5 nm. Time resolved magneto-optical Kerr effect (TRMOKE) measurements were carried out to estimate Gilbert damping α and anisotropy field H_k of the bilayer. For STT switching, giant magneto-resistance (GMR) films with GdFeCo / TbFe memory layers were sputtered, and the GMR films were microfabricated into the size of $120 \times 180 \text{ nm}^2$.

Figure 1 (a) shows TbFe thickness dependence of Gilbert damping constant α of the bilayer. The damping constant α of the GdFeCo / TbFe was relatively low 0.051 for $x = 0$, and it significantly increased to 0.23 for $x = 1$. TbFe thickness dependence of the anisotropy field H_k estimated from the TRMOKE measurements was shown as closed circles in Fig. 1 (b). The H_k gradually increased with increasing TbFe. The H_k estimated from TRMOKE agreed well with the H_k estimated from hysteresis loops which is shown as open circles in Fig. 1 (b). We compare the product $\alpha \times M_s H_k$ of the as-deposited GdFeCo / TbFe bilayers with the J_c of CIMS as shown in Fig. 1 (c), since the J_c is known to be proportional to the product, $\alpha \times M_s H_k$, in a single memory layer. The J_c of the GdFeCo (9 nm) / TbFe (1 nm) was confirmed to increase by 1.6 times compared to that of the GdFeCo (10 nm), while the product $\alpha \times M_s H_k$ was confirmed to increase by a factor of 10. This suggests that an empirical relation, $J_c \propto \alpha \times M_s H_k$, does not hold in the exchange coupled bilayer system.

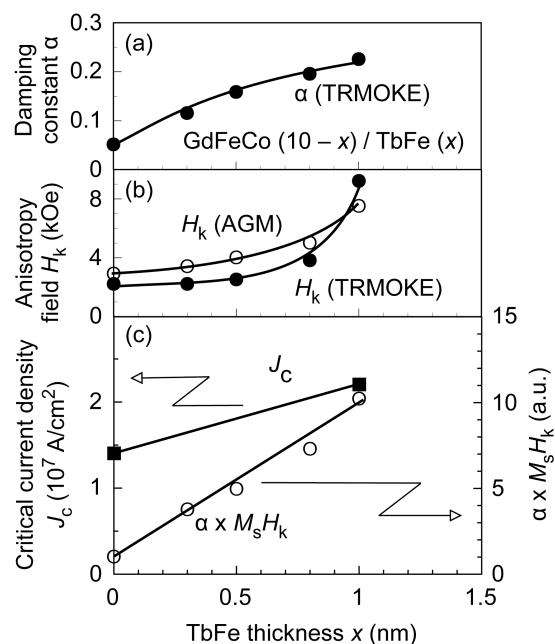


Fig. 1 (a) TbFe thickness dependence of the damping constant α of the GdFeCo / TbFe bilayer. (b) TbFe layer thickness dependence of the anisotropy field H_k estimated from TRMOKE and hysteresis loops, (c) TbFe thickness dependence of the critical current density J_c of the GMR nano-pillars with GdFeCo / TbFe bilayers and the product $\alpha \times M_s H_k$ of the bilayers.

Reference

- 1) I. L. Prejbeanu *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys., **46**, 074002 (2013).
- 2) L. You *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys., **47**, 146 (2008).
- 3) L. You *et al.*, J. Magn. Magn. Mater., **321**, 1015 (2009).
- 4) B. Dai *et al.*, IEEE Trans. Magn., **48**, 3223 (2012).
- 5) B. Dai *et al.*, IEEE Trans. Magn., **49**, 4359 (2013).

4 極型同極対向着磁プロセスによる磁束密度の 52 %強化 ボンド磁石の作製

○磯上 慎二

(独立行政法人 国立高等専門学校機構 福島高専)

Fabrication of bonded magnets with 52 % increased flux density
via homopolar magnetization

Shinji Isogami

(Fukushima National College of Technology)

1. はじめに 永久磁石単体表面からの漏洩磁束密度を強化するため、我々は3極の磁極を有する同極対向着磁プロセスを構築し、励磁強度の最適化、適合磁石材料の選定を行ってきた。その結果、サイドの磁極と平行に磁粉配向した異方ボンド磁石材料において、最大で約30%の強化を見出した¹⁾。しかし更なる強化限界や焼結材料に対する着磁特性の研究は行われていない。従って本研究では、磁極を3極から4極に増やした新たな形態の同極対向着磁プロセスの構築と着磁特性の評価を目的とした。

2. 実験方法 Fig. 1 は4極の磁極をもつ同極対向着磁ヨークを正面から見た概念図と、用いたパルス電源回路図を示す。対称的に配置した磁極を一体化し4系統の磁気閉回路を構成した。励磁電流のパルス波幅は125 μs 、波高値 (I_{ex}) は20 kAを最大とした。被着磁材料は、サイズ： $6 \times 12 \times 24 \text{ cm}^3$ 、材料：Sm-Fe-N と Nd-Fe-B 磁粉から成る異方性および等方性ボンド成形体、Nd 焼結体をモデルとした。磁粉配向 (異方性) 方向は、Fig. 1 に示すように横方向とした。着磁後の表面磁束密度は、磁石単体の状態にてホールプローバーを用いて測定した。

3. 実験結果 Fig. 2 は同極対向着磁後の異方性ボンド、ならびに焼結磁石の表面における磁束密度強度の最高値 (B_z) を励磁電流に対してプロットした結果を示す。比較として同一材料・サイズの従来磁石の最高 B_z も破線で示す。まず、いずれの材料に対しても B_z は単調に増大し、7 kA 以上にて従来磁石を超えることが見て取れる。そして着磁が飽和している領域において、異方性ボンド材料では+52%、焼結材料では+23%の強化を達成した。これは3極と比較して今回の方が、より材料内深部まで着磁され、その分だけ磁束集束が強まった結果と考えられる。また Fig. 2 矢印で示すように、強化後の異方性ボンド材料の値が従来焼結磁石に匹敵している。これは安価なボンド磁石が焼結磁石を代替する可能性を示唆する重要な結果である。講演会では等方性ボンド磁石材料の結果も示す予定である。

4. 謝辞 本研究は公益財団法人加藤科学振興会、ならびに公益財団法人御器谷科学技術財団の研究助成支援を受けて行われた。

参考文献 1) 境拓哉ら、第157回日本金属学会秋季講演大会 p182 (2015)。

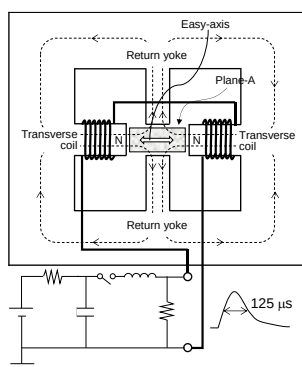


Fig. 1 Designs for 4-pole-type homopolar magnetizing fixture (Front view) and schematic illustration of pulsed power source

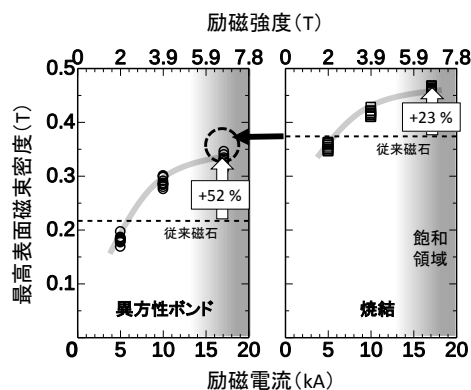


Fig. 2 Surface maximum flux density (B_z) as a function of excitation current.

プッシュプル LC 発振器を用いたゲート駆動回路における高周波化

石橋 尚之, 江下 和輝, 広川 正彦*, 甲木 昭彦
(長崎大, *TDK)

High frequency operation of gate driver using push-pull LC oscillator

N. Ishibashi, K. Eshita, M. Hirokawa*, A. Katsuki

(Nagasaki University, *TDK Corporation)

はじめに

スイッチング電源を高周波化する場合、共振型コンバータが有用である。その出力は基本的に周波数制御されるため、プッシュプル自励型 LC 発振回路によるゲート駆動回路¹⁾等が提案されている。本稿では、入手が容易な個別部品では最小の 1 μ H インダクタと内部キャパシタンスが小さい MOSFET を使って約 15 MHz 駆動回路を製作し、その発振周波数を解析したので報告する。

LC 発振回路の発振周波数

駆動回路を Fig. 1 に示す。静電容量 C_2 がコンバータ主スイッチ S_{main} の入力容量 C_{gs} より十分大きく、かつ $C_1 = C_{gs}$ ならば、左右対称回路とみなせる。Fig. 2 は、 C_1 をパラメータとして抵抗 R_1 と発振周波数 f_{osc} の関係を表した測定結果である。文献 1) では f_{osc} がインダクタンス L 、MOSFET Q_1 、 Q_2 の入力容量 C_{iss} 、及び C_1 、 C_3 によって決まると述べているが、Fig. 2 を見ると R_1 の影響を受けることが分かる。

そこで、ドレイン・ソース間に接続されている $R_1 C_1$ 直列回路を並列回路に等価変換して R_1 の影響を C_1 に反映させて C_{ex} とし、逆伝達容量 C_{rss} によるミラー効果を考慮して C_{iss} を補正して C_{MOS} とし、更にインダクタに用いた直流電源用チョークコイルが Fig. 3 のように大振幅動作する影響を考慮して L を補正し L' とする。このとき、次式

$$f_{osc} = 1 / 2\pi \sqrt{L'(C_{ex} + C_{MOS} + C_3)}, \quad C_{ex} = C_1 / (1 + 4\pi^2 f_{osc}^2 C_1^2 R_1^2)$$

を連立させて求めた f_{osc} のグラフを Fig. 4 に示す。ここで、 $C_{MOS} = C_{ON} + C_{OFF}$ である。 C_{ON} は ON 状態の MOSFET のゲート・ソース間容量 C_{gs} とゲート・ドレイン間容量 C_{gd} の和 C_{iss} であり、 C_{OFF} は OFF 状態の MOSFET のドレイン・ソース間容量 C_{ds} とゲート・ドレイン間容量 C_{gd} の和 C_{oss} である。

約 4 MHz での動作を報告した前稿²⁾と同様の方法で解析でき、解析結果は実験結果とよく一致することが分かった。

参考文献

- 1) P. Shamsi, et al., *IEEE Trans. Power Electron.*, Vol. 27, No. 8, pp. 3725-3733 (2012)
- 2) 石橋他, 第 39 回日本磁気学会学術講演概要集, 10pC-12 (2015)

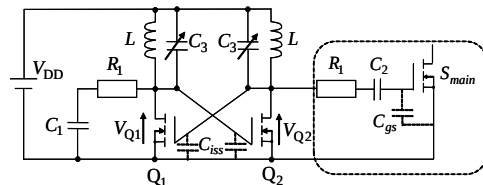


Fig. 1. High frequency gate driver using push-pull LC oscillator.

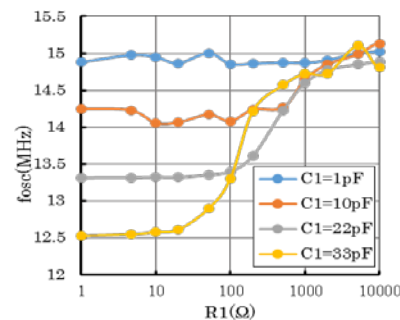


Fig. 2. Measured data on oscillation frequency.

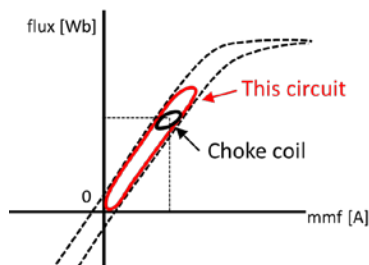


Fig. 3. Magnetizing curve of the inductor L.

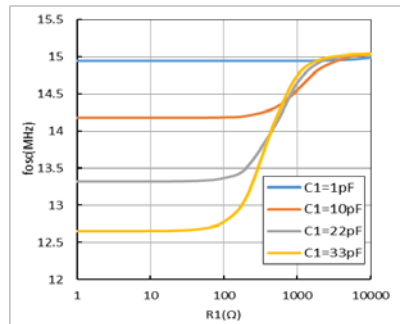


Fig. 4. Analyzed oscillation frequency.

拡張アンカーと細胞診ブラシを備えたカプセル型医療機器

山崎悠貴、本田 崇
(九工大)

Medical capsule device with cytology brush and expansion anchors

Y. Yamasaki and T. Honda
(Kyushu Institute of Technology)

はじめに

著者らはカプセル内視鏡に細胞診機能を付与するために、外部磁界で駆動可能な細胞診ブラシを報告している¹⁾。しかし、その場にとどまる機能がないという欠点があった。今回、ボルトとナットで構成する磁気アクチュエータを新たに採用し、拡張アンカーと細胞診ブラシをカプセル内に構成したので報告する。

素子構成

Fig.1 にカプセル($\phi 11\text{mm} \times 26\text{mm}$)に組み込んだ素子構成を示す。両機能とも、カプセル長軸に設置されたボルトとそれに挿入されたナットが基本構成となる。ボルトは両端で保持され、後部に径方向に着磁された円盤状 NdFeB 磁石が取り付けられている。長軸に垂直な面内に回転磁界を印加すると、磁気トルクによってボルトが回転する。ここでナットが回転しないよう拘束されていれば、送りねじの原理でナットはボルト上を直動する。ナットにはワッシャーを介してスクリーブブラシと3本の拡張アンカーが取り付けられている。ブラシはナットの直動に連動し、突出、擦過、格納の各動作を行う。アンカーは、厚さの異なる2枚の短冊状 PET フィルムを重ねて先端を接着し、内側端部をワッシャーに、外側端部をカプセル筐体にそれぞれ固定している。ナットをブラシが突出する方向に動かすと、内側の PET フィルムを押し込まれ、アンカーはカプセルの外側に大きく拡張する。なお、各部の寸法は図に示す通りである。

実験結果

駆動には、3 軸ヘルムホルツコイルを使用し、バイポーラ電源に接続された PC 及びシナルプロセッサによって駆動磁界を制御した。空気中での実験で各動作を確認した後、実際の環境を模擬するために、カプセルをブタの小腸に挿入し、500Pa の水圧環境下において駆動した。その結果、90Oe 以上において、アンカーが全て拡張することを確認した。Fig.2 にブタ小腸内でアンカーを拡張している様子を示す。図の右上はアンカー拡張時の正面写真（空気中）である。次に、アンカー拡張後のカプセルのブタ小腸内における固定力を測定した。初期状態での固定力が 150mN に対し、拡張後は 1N 以上まで増加した。最後に、細胞診ブラシによる細胞採取の確認を行った。アンカーが全て拡張した後に、回転磁界の回転方向を周期的に反転させ、ブラシを往復運動させたときの擦過長は 2mm であった。11Hz、5sec で擦過後の細胞採取量は、3mg であった。

参考文献

- 1) K. Hajima, M. Yamashita and T. Honda, Int. J. Appl. Electromag. Mech., Vol.50, 167-176(2016)

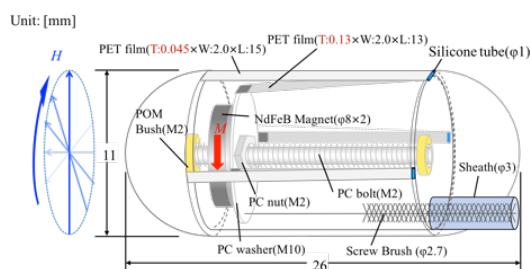


Fig.1 Structure of lead screw type actuator.

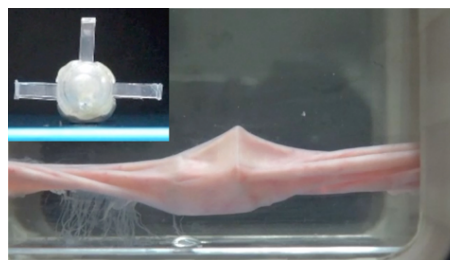


Fig.2 Photograph of operation in a pig's small intestine under water pressure

ポリイミドをねじりバネに使用した磁界駆動型マイクロ羽ばたき機構

大村修平、本田 崇
(九工大)

Magnetically driven flapping micro mechanism using polyimide torsion bars

S. Omura and T. Honda

(Kyushu Institute of Technology)

はじめに

著者らは交流磁界中で駆動する小型の羽ばたき飛翔機構の開発を進めており、50 Oe 程度の低い磁界中でも飛翔できることを実証している。今後更なる小型化を目指すためには、磁石の小型化による磁気トルクの減少や共振周波数の増加に対応する設計が求められる。本報告では、従来リン青銅線を利用したねじりバネにポリイミド(PI)を採用し、推力の評価を行ったので報告する。

素子構成と動作原理

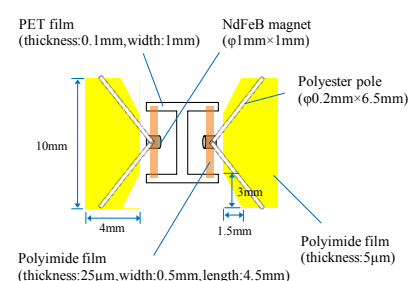
Fig.1 に素子の上面図(a)と側面図(b)を示す。H 形状の PET フィルム(0.1mm 厚)の胴体部と 2 枚の翅から構成される。胴体部にねじりバネとなる PI フィルム(25 μ m 厚)を介して円柱状 NdFeB 磁石(ϕ 1mm $\times$ 1mm)を水平に取り付けている。2 つの磁石の極性は互いに逆向きになるよう配置し、2 つの磁石にそれぞれ翅を取り付けている。翅は V 字形に配した PS 棒(ϕ 0.2mm)に、長さ 4mm、幅 10mm の PI フィルム(5 μ m 厚)を根本部分のみ接着し作製する。翅の形状は付け根側を細く逆テーパ状に加工した。なお、胴体上部には姿勢安定機構として純鉄線(ϕ 0.1mm $\times$ 3 本)を設置した。素子の総重量は約 21mg である。

同図 (b)のように外部から鉛直方向に交流磁界を与えると、磁石は磁気トルクを受けねじりバネを中心に回転振動し羽ばたき運動が起こる。このとき翅の構造上、打ち上げ時には PI フィルムが下方にたわんで抗力を低減し打ち下し時には広がり大きな抗力を得る。この抗力差を上向きの推力として飛翔する。

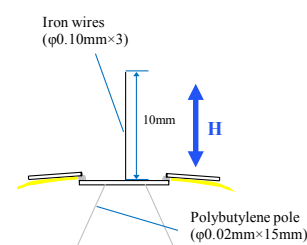
実験結果

Fig.2 に磁界強度 60 Oe 駆動時における推力の周波数特性を示す。同図には比較のためにねじりバネにリン青銅線(ϕ 0.1mm)を使用した場合の結果も示している。推力のピークをとる周波数は、リン青銅線を用いた場合の 215Hz に対し、PI フィルムを用いた場合は 160Hz と大幅に低下した。これは PI フィルムのねじりバネのバネ定数がリン青銅線の 0.59 倍で

あることに対応している。ここで、最大推力に着目すると、両者の最大推力の差はほとんどないことがわかる。これは、PI に変更することで 1 秒間の羽ばたき回数が低下した一方で、羽ばたき角が大きくなったためである。なお、本素子は 65Oe 以上で飛翔することを確認している。



(a) Top view



(b) Side view

Fig.1 Structure of flapping micro-mechanism.

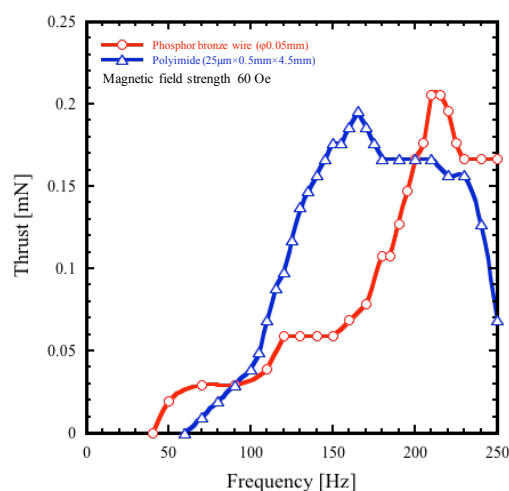


Fig.2 Relation between thrust and frequency.

磁気駆動マイクロポンプを内蔵したノート PC 用液冷システム

山田大生、本田 崇
(九工大)

Liquid cooling system for high end laptop incorporating magnetically driven micropumps

H. Yamada and T. Honda
(Kyushu Institute of Technology)

はじめに

ノート PC の CPU の冷却は通常ファンによる空冷であるが、埃による冷却性能の低下が問題であった。また、ハイエンドのノート PC では CPU の消費電力が 50W 程度に達するものもあり、空冷ファンの冷却能力では限界がある。本研究では、モニター背面に放熱板に利用した液冷システムを構築し、磁気駆動のマイクロポンプを複数個使用することでコンパクトな液冷システムを作製したので報告する。

システム構成

Fig.1 に液冷システムの構成を示す。本システムは、CPU を模したダミーヒーターの上に設置した液冷ジャケット、モニター背面に設置した放熱板(300×400 mm)、マイクロポンプ、ポンプ駆動用のソレノイドコイルで構成されている。ここで、冷却液は 60% に希釈したナイブラインを使用している。また、放熱板の構成は、流路の形を切り取った放熱シリコンゴム板を 2 枚のアルミ板で挟み、モニター側に断熱材を貼り付けたものである。本システムでは、冷却液の循環により、CPU から発生する熱を効率良く移動させ、モニター背面から放熱するしくみになっている。今回、CPU の収束温度を 55℃以下にすることを目標とした。

マイクロポンプ

Fig.2 にマイクロポンプの構成を示す。可動子は、高さ方向に着磁された 2 個の円柱状 NdFeB 磁石($\phi 4\text{mm} \times 1\text{mm}$)の間に、円柱状 NdFeB 磁石($\phi 1\text{mm} \times 0.5\text{mm}$)を 2 つ重ねたものを両端の 2 ヶ所に配置し、片側の NdFeB 磁石($\phi 1\text{mm} \times 0.5\text{mm}$)の間に弾性板として PI フィルムを挟んだものである。これを ABS パイプ(内径 4mm、外径 6mm)の固定子内に挿入し、ポンプを構成する。可動子は、中央部の隙間に差し込んだ回転軸(PI チューブ、 $\phi 0.8\text{mm}$)を介して、固定子内に取り付けている。Fig.3 に動作原理を示す。管長手方向に交流磁界を印加することで、磁石は磁気トルクにより回転軸を中心に首振り運動を行う。それに伴い、弾性板が揺動することで流体を送り出す。液冷システムでは本ポンプを 7 個直列接続し駆動した。その結果、50W のダミーヒーターの表面温度を目標値以下の 52℃にすることに成功した。

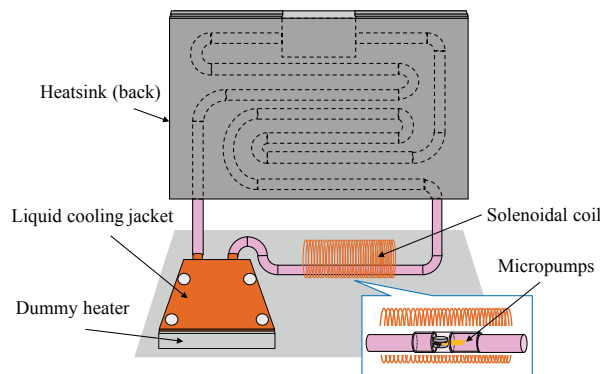


Fig.1 Configuration of liquid cooling system

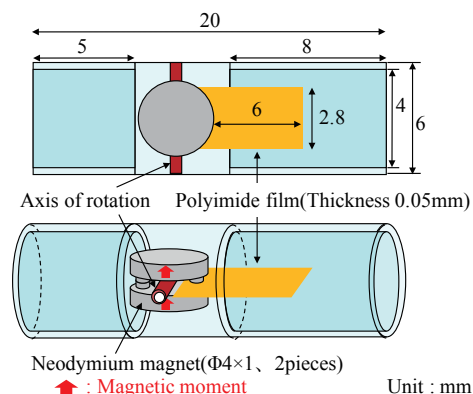


Fig.2 Composition of a micro pump

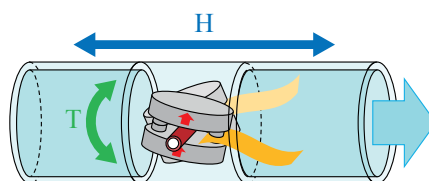


Fig.3 Principle of operation

磁気機能性流体を用いた円管内面研磨用工具設計のための磁界解析

池田 慎治, 山本 久嗣, 水野 夏志, 櫻井 豊, 西田 均
(富山高等専門学校)

Magnetic Field Analysis for Micro processing for Internal Circular Pipe Utilizing Magnetic Compound Fluid
S. Ikeda, H. Yamamoto, N. Mizuno, Y. Sakurai, H. Nishida
(National Institute of Technology, Toyama College)

はじめに

本研究は磁気混合流体(MCF)を用いた精密加工法を対象としている¹⁾²⁾。この加工法は、難削材料を高精度に加工できる特徴がある。MCFは、粒径の異なる磁性微粒子を分散させた粘性流体であり、混合した砥粒をMCFの磁気応答で制御することで加工を行う。加工の要となるMCFの制御は磁束により行うので、加工に最適な磁束分布を発生させることのできる工具の設計技術が必要となる。本研究では工具の設計指針を明確とするため、磁界解析を行い、加工結果との比較検討を行った。

数値解析の方法と実験結果との対応

本研究では、MCF 研磨法の中でも、比較的容易に磁界解析可能な形状である円管内面加工を対象とした。この加工法では、Fig. 1に示すように軸方向にリング状の永久磁石を一定間隔で同一軸上に積層した工具を使用している。工具外側から円管内面に磁束が広がりやすいよう、永久磁石の同極が向き合う形で固定されている。この工具と砥粒を含んだMCFを円管内で回転および往復運動させ、砥粒と被削材との相対運動で加工が行われる。磁界解析では、有限要素法による軸対称2次元静磁界解析とした。

磁束により、MCFは微粒子が多数連結した磁気クラスタ化するため、磁石工具とともに回転させる必要があるが、これまでの検討より、磁気クラスタを維持するには180 mT程度の磁束密度があればよいことが明らかとなっている³⁾。一方、磁束密度が大きくても研磨される部分とされない部分があり、これまで実験的検討が行われてきた¹⁾²⁾。今回の磁界解析の結果の一部をFig. 2に示す。磁束密度を軸方向成分 B_z と半径方向成分 B_r に分離することで、磁束密度の軸方向成分 B_z と研磨量 ΔD に明確な相関がみられた。今後、磁束の方向と磁束密度の勾配、それによる圧力分布や砥粒の動きなど、複合的な要因を一つずつ解明する必要があると考えている。

参考文献

- 1) H. Nishida, et. al., "Influence of Magnetic Field Distribution on Micro Processing for Internal Horizontal Circular Pipe Utilizing Magnetic Functional Fluid", Journal of JSAEM, Vol 22, pp.286-292 (2014)
- 2) Hitoshi Nishida, et. al., "Study of Micro Processing for Inner Tube Walls Utilizing Magnetic Compound Fluid", Journal of JSEM, Vol. 12, No. 4, pp.361-368 (2012)
- 3) 塚田悠太 他, 第38回日本磁気学会学術講演概要集, p.104 (2014)

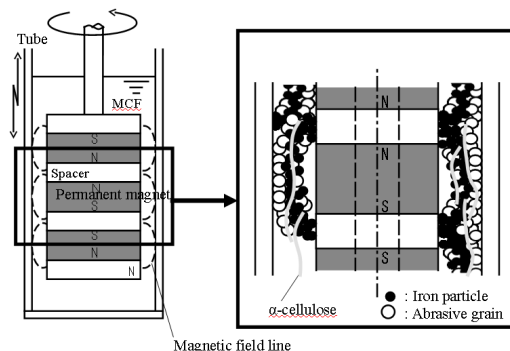


Fig. 1 Schematic diagram of polishing mechanism

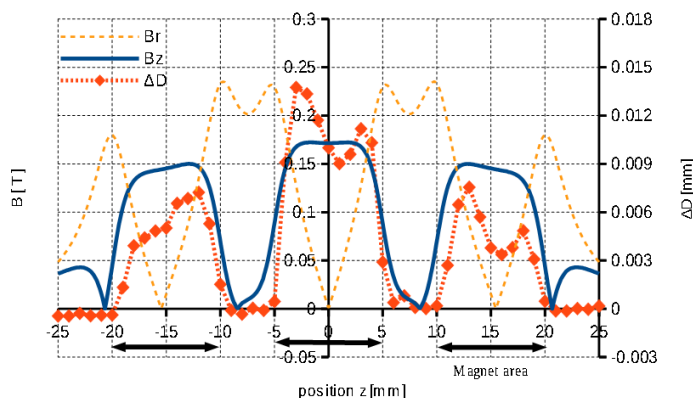


Fig. 2 Magnetic flux density distribution and material removal of inner surface of the pipe as a function of z position

マイクロマグネティックスによる Nd-Fe-B 熱間加工磁石の磁化反転解析

藤崎淳、古屋篤史、上原裕二、清水香壺、安宅正、田中智大、大島弘敬*
(富士通株式会社、*株式会社富士通研究所)

Micromagnetic Simulation Analyses of Magnetization Reversals of Nd-Fe-B Hot-deformed Magnets

J. Fujisaki, A. Furuya, Y. Uehara, K. Shimizu, T. Ataka, T. Tanaka, H. Oshima*
(Fujitsu Limited, *Fujitsu Laboratories Limited)

はじめに

近年環境問題への関心から、モータや発電機等に使用される永久磁石である Nd-Fe-B 磁石⁽¹⁾の高性能化への期待が高まっており、最近では平均粒径が $1\mu\text{m}$ 以下である熱間加工磁石が注目されつつある。熱間加工磁石の磁化過程では磁壁移動と磁壁のピンングが重要な役割を果たしており、そのダイナミクスの理解には磁壁の詳細な解析が必要となっている。永久磁石の磁壁を表現する手法の一つとして、マイクロマグネティックスの手法がある。これは磁石内部を非常に細かい領域に分割し、その磁化状態を計算する手法である。今回はマイクロマグネティックスの手法を用いて $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 熱間加工磁石における熱消磁状態及び初磁化過程を計算し、磁区構造や磁壁の動的過程を解析する。

計算手法

マイクロマグネティックスの手法では、各磁化ベクトル $\mathbf{m}$ について以下のエネルギー最小化法⁽²⁾を解き、その磁化状態を求める。

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})$$

$$E_{\text{eff}} = E_{\text{app}} + E_{\text{ani}} + E_{\text{exc}} + E_d, \quad E_{\text{app}} = -M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_{\text{app}}, \quad E_{\text{ani}} = K_u [1 - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{m})^2], \quad E_{\text{exc}} = A(\nabla \mathbf{m})^2,$$

$$E_d = -M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_d, \quad \mathbf{H}_d = -\nabla U, \quad \nabla^2 U = \nabla \cdot (M_s \mathbf{m}),$$

ここで $\mathbf{k}$ は異方性ベクトル、 K_u は異方性定数、 M_s は飽和磁化、 A は交換結合定数である。

計算結果

Fig. 1 に今回の計算の一例を示す。Fig.1(a)は1つの結晶粒の径が240nm、大きさが $480\text{nm} \times 480\text{nm} \times 150\text{nm}$ の $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 熱間加工磁石モデル(要素数600万)の熱消磁状態をPCクラスタにて128コアを用いた並列計算により求め、+z方向の磁化を赤色、-z方向の磁化を青色でプロットしたものである。Fig. 1(b)は熱間加工磁石の初磁化曲線を粒径を変えて計算した結果である。粒径が120nmと60nmの場合の磁化過程を分析したところ、1段階目の磁化過程は多磁区状態の結晶粒の磁壁移動によるものであり、2段階目の磁化過程は単磁区粒の磁化反転によるものであることを確認した。これらの粒径を変えた初磁化過程の傾向は実験結果と一致している。当日は様々な条件下での計算結果や磁化反転機構の解析について報告する。

参考文献

- 1) M. Sagawa, S. Fujimura, M. Togawa, H. Yamamoto and Y. Matsuura: J. Appl. Phys. 55 (1984) 2083
- 2) L. Exl, S. Bance, F. Reichel, T. Schrefl, H. Stimming, and N. Mauser, J. App Phys., 115, 17D118 (2014)

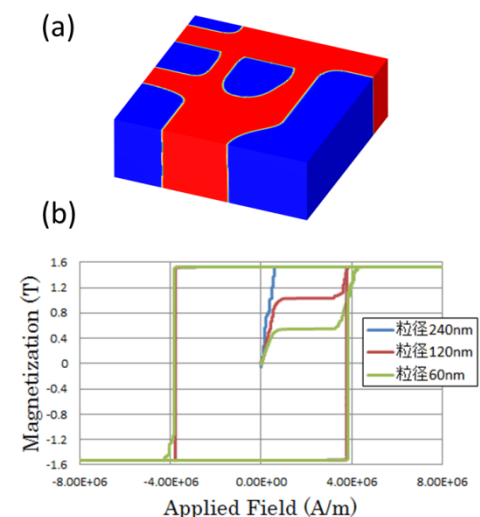


Fig.1. (a). Thermally demagnetized state of $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ hot-deformed magnet.
(b). Initial curves for various grain sizes.

Nd-Fe-B 熱間加工磁石の FORC 法解析とその温度依存性

蓬田貴裕¹, 菊池伸明¹, 岡本聡^{1,2}, 北上修¹, H. Sepehri-Amin²,

大久保忠勝², 宝野和博², 秋屋貴博³, 日置敬子³, 服部篤³

(東北大学¹, ESICMM, NIMS², 大同特殊鋼(株)³)

Temperature dependence of FORC diagrams of Nd-Fe-B hot-deformed magnets

T. Yomogita¹, N. Kikuchi¹, S. Okamoto^{1,2}, O. Kitakami¹, H. Sepehri-Amin²,

T. Ohkubo², K. Hono², T. Akiya³, K. Hioki³, and A. Hattori³

(¹Tohoku Univ., ²ESICMM, NIMS, ³Daido Steel Co. Ltd.)

はじめに

First-order reversal curve (FORC) 法は、磁化曲線上でのわずかな磁化挙動の違いを明瞭に視覚的に表示でき¹⁾, また Preisach モデルに従うと, FORC diagram は保磁力分散と粒子間相互作用場分散に関する情報を提供する. これまでに多くの磁性体試料に適用され, Nd-Fe-B 焼結磁石に関する報告がされている²⁾. しかし, その FORC diagram は Preisach モデルが予測するものとは異なり, 非常に複雑な磁化過程を示唆していた. 焼結磁石では主相粒子が多様な粒界面を持ち, これが複雑な diagram に関与しているものと推察される. 一方, Nd-Fe-B 熱間加工磁石は, c 面に平行な薄い板状粒子が緻密に配列した特徴的な構造を有している. 本研究では, Nd-Fe-B 熱間加工磁石の FORC diagram の温度依存性について報告する.

実験方法

試料には熱間加工試料 (hot-deformed, HD), そしてそれを膨張拘束 Nd-Cu 拡散処理した試料 (grain boundary-diffused, GBD) を用い³⁾, 0.5 mm × 0.5 mm × 3 mm のロッド形状に切り出した. 長軸は c 軸に平行である. 反磁界係数は回転楕円体近似で約 0.04 となる. 測定には VSM を用いた. 磁場は c 軸方向に印加し, 室温 (RT), 100°C, 200°Cにおいて測定を行った.

結果と考察

Fig. 1 に HD 試料の室温における FORCs を, Fig. 2 に FORC diagram を示す. 各 reversal curve はメジャーカーブに達するまでは大きな変化は示さず, メジャーカーブに沿って変化する. この磁化曲線から得られる FORC diagram は Gaussian 型の単純なパターンとなった. これから保磁力分散, 相互作用場分散を見積もると $\sigma_{H_c} = 0.015$ T, $\sigma_{H_{int}} = 0.005$ T と非常に小さな値が得られた. 温度を上昇させると基本的には大きな変化は見られないものの, 分散は単調に減少した. GBD 試料の室温での保磁力は 2.0 T と HD 試料の約 2 倍の大きさであるが, 磁化曲線形状に大きな違いは見られず, FORC diagram もほぼ同様のパターンであった. しかしながら, 室温での保磁力分散, 相互作用場分散はそれぞれ $\sigma_{H_c} = 0.040$ T, $\sigma_{H_{int}} = 0.050$ T と評価され, いずれも HD 試料よりも大きくなっている. 温度上昇により保磁力分散, 相互作用場分散はいずれも単調に減少する結果となった.

謝辞 本研究は, 文科省「物質・デバイス領域研究アライアンス」および元素戦略磁性材料研究拠点の支援の下で行われた.

参考文献

- 1) C. Pike *et al.*, J.Appl.Phys. **85**, 6660 (1999)
- 2) T. Schrefl *et al.*, J.Appl.Phys. **111**, 07A728 (2012)
- 3) T. Akiya *et al.*, Scripta Mater. **81**, 48 (2014)

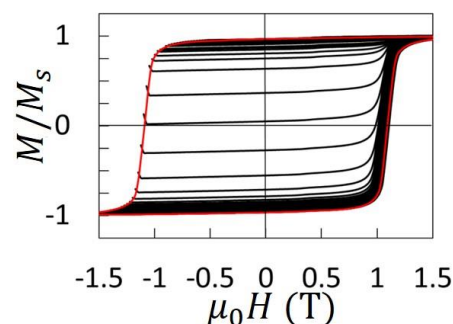


Fig.1. Major loop (red line) and FORCs of HD magnet at RT

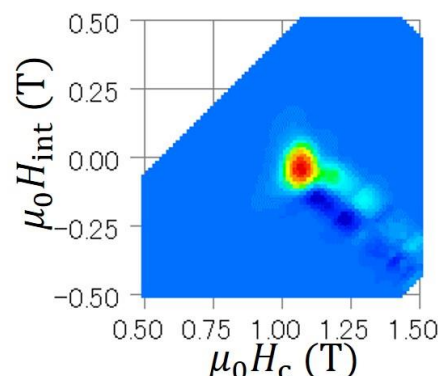


Fig.2. FORC diagram of HD magnet at RT

Thermal activation analysis on Nd-Fe-B hot-deformed magnets with Pr-Cu grain boundary diffusion process

L. Zhang¹, S. Okamoto^{1, 2}, T. Yomogita¹, N. Kikuchi¹, O. Kitakami¹, H. Sepehri-Amin²,
T. Ohkubo², K. Hono², T. Akiya³, K. Hioki³, and A. Hattori³
(¹Tohoku Univ., ²ESICMM-NIMS, ³Daido Steel Co. Ltd.)

Since the discovery of Nd₂Fe₁₄B magnets[1, 2], numerous and extensive efforts to increase the coercive field H_c have been made. Nevertheless, the value of H_c remains as small as 1/3 of the anisotropy field H_k . Moreover, H_c rapidly decreases with the temperature T above the ambient temperature. The low H_c and its large temperature dependence are well known as the coercivity problem of Nd-Fe-B magnets. To solve this problem, it is essential to understand the magnetization reversal mechanism of Nd-Fe-B magnet. In this study, thermal activation analyses based on the magnetic viscosity measurement were performed to discuss the magnetization reversal process of the Nd-Fe-B hot-deformed magnets.

Nd-Fe-B hot-deformed magnet with the Pr-Cu eutectic alloy grain boundary diffusion (GBD) process was used in this study[3]. Under finite temperature, the magnetization reversal takes place through the thermal activation process against the energy barrier $E_b(H)$. $E_b(H)$ is usually expressed as $E_b(H) = E_0(1 - H/H_0)^n$, where H is the magnetic field, E_0 is the energy barrier height at $H = 0$, n is the constant depending on the magnetization reversal mode: $n = 1$ for domain wall pinning and $n = 1.5 \sim 2$ for nucleation or coherent rotation. Since E_b strongly depends on the magnetization reversal process, it is expected that detailed information about the reversal process in a Nd-Fe-B magnet can be obtained if E_b is accurately evaluated. Recently we proposed the method to determine these energy barrier parameters based on the magnetic viscosity measurements [4]. Fig.1 (a) shows the hysteresis loop of Pr-Cu GBD sample measured at 100°C. Fig.1 (b), (c), (d) shows the viscosity curves of Pr-Cu GBD sample at $H_c(M/M_s = 0)$, nucleation field $H_n(M/M_s = 0.9)$ and saturation field $H_s(M/M_s = -0.9)$ measured at 100°C, respectively. The values of n are about 1 at H_c and H_s . These facts indicate that the domain wall pinning is the major magnetization reversal process at $H = H_c$ and H_s . While for $H = H_n$, the values of n are about 1.4, indicating that the nucleation is the dominant magnetization reversal process.

This work was partially supported by ESICMM

Reference

- [1] M. Sagawa, et al., J. Appl. Phys. **55**, 2083 (1984).
- [2] J. J. Croat et al., Appl. Phys. Lett. **44**, 148 (1984).
- [3] H. Sepehri-Amin et al., Acta Mater. **81**, 48 (2014).
- [4] S. Okamoto et al., J. Appl. Phys. **118**, 223903 (2015).

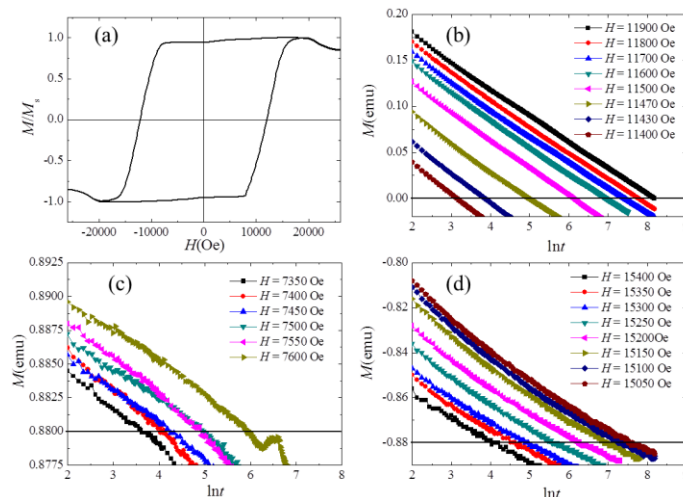


Fig.1 (a) shows the hysteresis loop of Pr-Cu GBD sample measured at 100°C. Fig.1 (b), (c), (d) shows the viscosity curves of Pr-Cu GBD sample at $H_c(M/M_s = 0)$, nucleation field $H_n(M/M_s = 0.9)$ and saturation field $H_s(M/M_s = -0.9)$ measured at 100°C, respectively.

粒界拡散法に適した Nd-Fe-B 系焼結磁石の開発

日高徹也、早川拓馬、鹿子木史、馬場文崇、塚本直人、岩崎信
(TDK(株))

Development of high performance sintered Nd-Fe-B permanent magnet suitable for grain-boundary diffusion process.

T.Hidaka, T.Hayakawa, A.Kakoki, F.Baba, N.Tsukamoto, M.Iwasaki
(TDK Corp.)

はじめに

Nd-Fe-B 系焼結磁石において、少ない重希土類元素量で高保磁力が確保できる、いわゆる粒界拡散(弊社名: HAL(High Anisotropy field Layer))法を適用した材料が増加してきた。この方法は、使用する重希土類元素量を削減できるため、高残留磁束密度をも両立させ得、従来実現不可であった高磁気特性を実現できる。一方、通常の Nd-Fe-B 系焼結磁石の生産工程と比較すると、粒界拡散工程が追加されるため、工程コストは増加する。よって、粒界拡散法による磁気特性向上の効果を一層高めることが強く求められている。具体的には、少ない重希土類使用量においてさらに保磁力を向上(ΔH_c : プラス値)させるとともに残留磁束密度の低下(ΔB_r : マイナス値)を抑制することが課題として挙げられる

我々は上記課題に対応した、被拡散磁石(以下、「基材」)の開発を行うことを目的とし、粒界拡散工程適用による磁気特性変化の「基材」依存性を確認し、その違いの原因について検討を行ったので、報告する。

実験方法

組成の異なる Nd-Pr-Dy-B-Co-Al-Cu-Zr-Ga-Fe 系の複数の基材を通常の粉末冶金法により作製した。作製した基材を約 14 x 10 x 4mm(配向方向)のサイズに加工したものを Tb 拡散処理に供した。Tb 量は複数の水準とし、拡散熱処理、続いて時効処理を行った。磁気特性評価は BH トレーサにより行った。また、一部のサンプルにおいて、EPMA(Electron Probe Micro Analyzer)や 3DAP(3 Dimensional Atom Probe)により元素分布の確認を行った。

実験結果

複数の「基材」に対する拡散実験を行った結果、「基材」により磁気特性変化が大きく異なることが確認された。例えば、サンプル A はサンプル B と比べ、 ΔB_r 小、 ΔH_c 大の良好な磁気特性変化を示した。その違いの解明の一環として 3DAP を用いて拡散処理後の 2 粒子界面付近の組成確認を行った。その結果を Fig.1 に示す。Cu は主相に固溶せず、粒界で高濃度である¹⁾ことから、その領域を 2 粒子粒界層と判断した。両者の厚みは同等であった。一方、Tb は 2 粒子粒界から主相内部に向け漸減している。サンプル B に比べサンプル A では主相外縁部の Tb 濃度が高く、かつ高 Tb 領域の厚みが薄いことが分かった。この結果は上記の磁気特性変化と矛盾しない。

我々は、本検討等を通して得られた結果を反映させ、魅力的な粒界拡散磁石のラインナップ拡充を進めている。

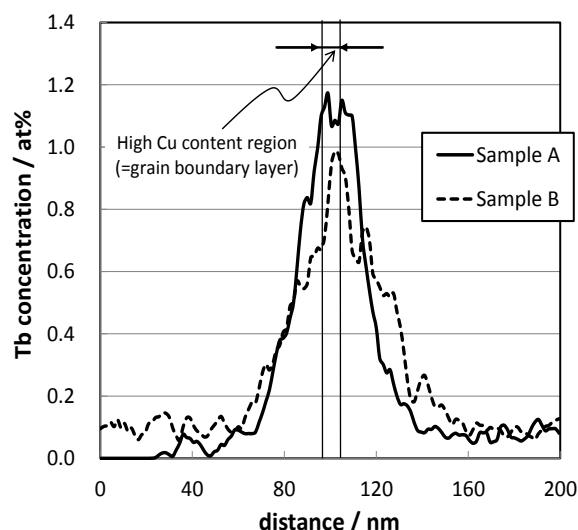


Fig.1 Tb concentration profile of samples near grain boundary after HAL process.

参考文献

- 1) A. Sakamoto, T. Hidaka, C. Ishizaka, N. Uchida and A. Fukuno: Trans.Mater. Res. Soc. Jpn. 29 (2004) 1719-1722.

積層構造を有する(Nd,Y)-Fe-B 薄膜磁石の磁気特性

橋本龍司、鈴木健一、榎戸靖、崔京九
(TDK 株式会社)

Magnetic properties of (Nd,Y)-Fe-B layered thin film magnets

R. Hashimoto, K. Suzuki, Y. Enokido, K. -K. Choi
(TDK Corporation)

はじめに

Nd-Fe-B 系磁石は極めて高い最大エネルギー積を有する磁性材料であり、ハイブリット自動車、家電、HDD など幅広い分野で使用されている。また、その薄膜磁石は MEMS やマイクロモータなどへの応用が期待されている¹⁾。一方で、Nd-Fe-B 系磁石には希土元素である Dy および Tb、さらには Nd の使用量の低減が強く求められており、様々な研究が進めている^{2,3)}。資源的に余裕のある Y で Nd の一部を代替できれば、希土類元素使用バランスの適正化に貢献できる。しかしながら Y-Fe-B 磁石の異方性磁場は Nd-Fe-B 磁石の 3 割程度であることから、保磁力の低下が問題となる。そこで本研究では、(Nd,Y)-Fe-B 薄膜磁石を作製し、Y の希土類元素比率と磁気特性の関係について検討した。

実験方法

多元の超高真空マグネトロンスパッタリング装置を用いて、(Nd,Y)-Fe-B 薄膜磁石を作製した。ターゲットとして Nd、Y、 $\text{Fe}_{90.7}\text{B}_{9.3}$ を準備し、成膜は $\text{Fe}_{90.7}\text{B}_{9.3} \rightarrow \text{Nd} \rightarrow \text{Fe}_{90.7}\text{B}_{9.3} \rightarrow \text{Y}$ の順番で繰返しおこなった。薄膜磁石の組成比は各ターゲットのスパッタ時間によって調整し、仕込み組成を $(\text{Nd}_x\text{Y}_{1-x})_{18.5}\text{Fe}_{73.9}\text{B}_{7.6}$ 、 $x = 0.4 \sim 1.0$ とした。また、薄膜磁石の厚みは 100nm とした。構造の解析には XRD および STEM を、磁気特性の評価には VSM を用いた。

実験結果

作製した薄膜磁石の結晶構造を XRD で確認したところ、メインピークは 2-14-1 相であることが確認された。また基板の面直方向に c 軸が配向した膜であることが分かった。

FIB により薄膜磁石を基板の面直方向に加工し、主相粒子を [1 -2 0] 方向から観察した STEM-HAADF 像を Fig.1 に示す。HAADF 像は原子番号が大きい元素ほど明るく見えるため、白いドットが Nd、灰色のドットが Y を示している。図から明らかのように、作製した薄膜磁石は Nd-Fe-B と Y-Fe-B の積層構造を有していた。この構造は $\text{Fe}_{90.7}\text{B}_{9.3} \rightarrow \text{Nd} \rightarrow \text{Fe}_{90.7}\text{B}_{9.3} \rightarrow \text{Y}$ の順番で繰返しスパッタすることで得られており、Nd と Y の繰返しに起因した構造が形成されたと考えられる。また、層間に欠陥や転位が見られないことから、コヒーレント成長していると考えられる。

これらの薄膜磁石の磁気特性を VSM で評価したところ、Y の希土類元素比率が増えても、保磁力が低下しにくい傾向が見られた。当日はこの傾向などについて報告する。

参考文献

- 1) M. Nakano *et al.*, IEEE Trans. Magn. **51**, 2102604(2015).
- 2) 榎戸靖, 日本セラミックス協会 2015 年年会 2I26F
- 3) Y. Umeda *et al.*, AMTC5 56(2016).

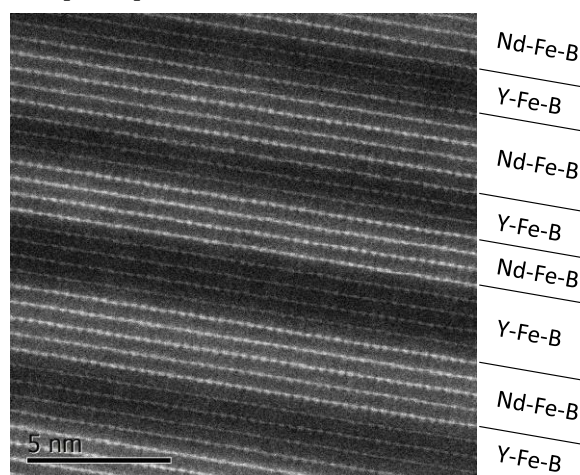


Fig.1 STEM-HAADF cross sectional image of a (Nd,Y)-Fe-B layered thin film magnet

Nd₂Fe₁₄B/Mo/Fe 積層膜の異方的磁気特性

小林奎太, 小池邦博, 小川大介,
大兼幹彦*, 安藤康夫*, 板倉賢**, 稲葉信幸, 加藤宏朗
(山形大, *東北大, **九州大)

Anisotropic magnetic property of Nd₂Fe₁₄B/Mo/Fe multilayer films

Keita Kobayashi, Kunihiro Koike, Daisuke Ogawa,
Mikihiko Oogane*, Yasuo Ando*, Masaru Itakura**, Inaba Nobuyuki, and Hiroaki Kato
(Yamagata Univ., *Tohoku Univ., **Kyushu Univ.)

はじめに

永久磁石の $(BH)_{\max}$ を増大させる手法として, ナノサイズ微粒子の磁氣的ハード相とソフト相とを交換結合させたナノコンポジット磁石が知られているが, 未だに理論値を超える磁石の作製が困難である. これまでに, Toga 等によって Nd₂Fe₁₄B/ α -Fe 界面異方性の存在が第一原理計算によって予測され[1], Ogawa 等は, Nd₂Fe₁₄B(001)/ α -Fe 界面では正の交換結合が作用し[2], Nd₂Fe₁₄B(100)/ α -Fe 界面では負の交換結合が作用することを実証した[3]. 本研究では, 高性能化の妨げとなる負の交換結合界面を回避させた Nd-Fe-B/Fe 積層膜の形成を目指し, その磁気特性に与える Mo 中間層の効果について検討した.

実験方法

積層膜は UHV スパッタ装置を用いて MgO(100)単結晶基板上に作製した. 膜構成は, Mo(20nm)/[Nd-Fe-B(30nm)/Mo($t_{\text{Mo}}=0, 1\text{nm}$)/Fe(5 nm)/Mo($t_{\text{Mo}}=0, 1\text{nm}$)]₅/Mo(10 nm)のとした. Mo 下地層を基板温度 $T_s=300^\circ\text{C}$ で堆積した後, $T_s=700^\circ\text{C}$ とし, さらに $T_s=300^\circ\text{C}$ とした状態で, [Nd-Fe-B/Fe]及び, [Nd-Fe-B/Mo/Fe/Mo]を一周期として, これを 5 周期繰り返した. 最後に室温にて Mo 保護層を堆積した. これらの積層膜を UHV 環境において, $400^\circ\text{C} \leq T_a \leq 700^\circ\text{C}$ の範囲でアニールした. 磁化曲線は VSM を用いて測定し, 結晶構造と配向状態は XRD で, 膜厚は XRR で評価した. また AFM によって膜表面形態を観察した.

実験結果

650°C でアニールした Nd-Fe-B/Mo($t_{\text{Mo}}=0, 1\text{nm}$)/Fe 積層膜の磁化曲線は, $t_{\text{Mo}}=0\text{ nm}$ では面内(IP), 面直(OOP)共に 5~6 kOe の保磁力 H_c をもつ等方的な磁気特性が示された. 一方, $t_{\text{Mo}}=1\text{ nm}$ の積層膜では, 面直方向に良好な角形性があり, その H_c が 6 kOe なのに対して, 面内方向角形性が低下し, H_c は 2.5 kOe と異方的な磁気特性が示された. これは Mo 中間層の導入によって, アニール中の Nd-Fe-B 層と Fe 層間の原子拡散が抑制され, 且つ Nd-Fe-B 層と Fe 層間の交換相互作用が保たれた状態で磁氣的な異方性が生じたことが示唆される.

謝辞: 本研究の一部は JST 産学共創基礎基盤研究プログラム「革新的次世代高性能磁石創製の指針構築」および JSPS 科学研究費 基盤研究(B) No. 16H04488 の支援を受けた.

参考文献

- 1) Y. Toga, H. Moriya, H. Tsuchiura, and A. Sakuma, J. Phys.: Conf. Series 266 (2011) 012046..
- 2) D. Ogawa, K. Koike, S. Mizukami, M. Oogane, Y. Ando, T. Miyazaki, and H. Kato, J. Magn. Soc. Jpn. 36, (2012) 5.
- 3) D. Ogawa, K. Koike, S. Mizukami, T. Miyazaki, M. Oogane, Y. Ando, and H. Kato, Appl. Phys. Lett., 107, (2015) 102406.

超急冷法で作製した準安定相 YFe_{12}

鈴木啓幸

((株) 日立製作所 研究開発グループ)

Metastable phase YFe_{12} fabricated by a rapidly quenched method

H. Suzuki

(Research & Development Group, Hitachi, Ltd.)

はじめに

Fe 基の ThMn_{12} 型構造 (RFe_{12}) は, Fe 元素の一部を適切な量の M 元素 (M は, Al, Si, Ti, V, Cr, Mn, Mo, W など) で置換することで平衡相として存在することが知られている¹⁾。しかし, アップスピンバンドがほぼ占有されている RFe_{12} 構造 (強い強磁性体) への M 元素の置換は, 主にダウンスピンバンドへの電子供給を伴うために, 全体の磁化は Fe 元素の希釈以上に低下することが指摘されている¹⁻³⁾。よって, M 元素を含まない RFe_{12} が生成できたならば高い磁化を有することが期待できる。薄膜法では, SmFe_{12} ⁴⁾ や $\text{NdFe}_{12}\text{N}_x$ ⁵⁾ が作製されて高い磁化を示すことが報告されている。そのため, 準安定相での生成を意図し超急冷法にて, Fe 格子に着目するため R として非磁性元素 Y を選択し, YFe_{12} の作製を検討した。

実験方法・結果および考察

原料の純度は 99.9at % 以上のものを使用した。高周波誘導加熱により原料を熔融し, ロール周速度 25m/s で回転する Cu ロール上に溶湯を出湯した。得られた超急冷薄帯に真空中で 900°C または 1000°C で 0.5 時間の熱処理を実施した。

図 1 には, このようにして作製した超急冷薄帯の粉末 X 線回折の結果を示す。ただし, 赤線は 900°C で熱処理した試料, 黒線は 1000°C で熱処理した試料をそれぞれ示している。 RFe_{12} や R_2Fe_{17} など CaCu_5 型変調構造の相同土は, 回折パターンが似ているため超格子回折パターンで各相を区別する必要がある。そのため, 強度の弱い回折ピークも明瞭に測定することができる放射光源で評価した。結果, 900°C で熱処理した試料には, YFe_{12} と Y_2Fe_{17} と Fe が含まれていることが判明した。一方, 1000°C で熱処理した試料には, Y_2Fe_{17} と Fe のみが含まれており, YFe_{12} は含まれていなかった。これは, YFe_{12} が準安定相であり, 1000°C 0.5 時間の熱処理で Y_2Fe_{17} と Fe に分解したことを示している。また, 生成した準安定相 YFe_{12} のキュリー温度は 212°C であった。⁵⁷Fe のメスバウア分光から, 磁化と相関のある内部磁場には YFe_{11}Ti よりも大きな成分が含まれていることが分かった。

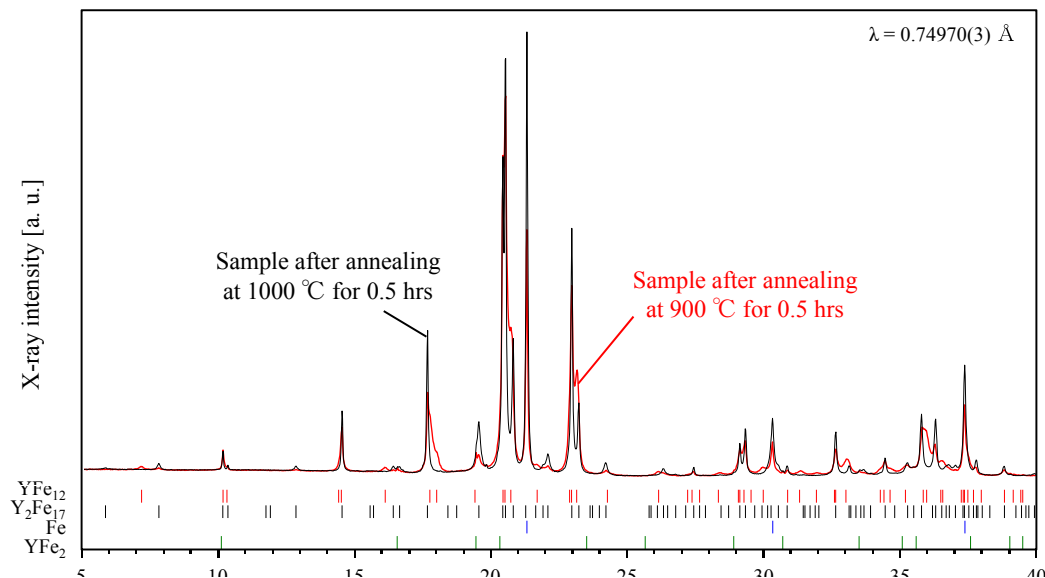


Fig. 1: X-ray powder diffraction patterns of rapidly quenched ribbons after annealing at 900 °C and 1000 °C for 0.5 hours.

References

- 1) Hong-Shuo Li and J. M. D. Coey: *Handbook of Magnetic Materials*, **6**, chapter 1, p.6-15 (1991).
- 2) R. Coehoorn: *Phys. Rev. B*, **41**, 11790 (1990).
- 3) T. Miyake, K. Terakura, Y. Harashima, H. Kino and S. Ishibashi: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **83**, 043702 (2014).
- 4) F. J. Cadieu, H. Hegde, A. Navarathna, R. Rani, and K. Chen: *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 875 (1991).
- 5) Y. Hirayama, Y.K. Takahashi, S. Hirose, and K. Hono: *Scr. Mater.*, **95**, 70 (2015).

FeCo 薄膜の構造および磁気特性

井波暢人、上野哲朗*、長谷川崇**、石尾俊二**、小野寛太
(高エネ研、*物材機構、**秋田大学)

Structural and magnetic properties of FeCo thin films
N. Inami, T. Ueno*, T. Hasegawa**, S. Ishio**, K. Ono
(KEK, *NIMS, **Akita Univ.)

はじめに

近年、レアメタル、レアアースを含まない磁石材料について研究が進められており、高い結晶磁気異方性および飽和磁化の観点から FeCo 合金は有望な材料の一つである。第一原理計算による体心正方晶型の FeCo 合金の結晶磁気異方性の研究が報告されており、¹⁾ 格子定数比 c/a が 1.25 の場合に磁気異方性が最大となることが予測されている。²⁾ しかしながら、大きな格子歪みを導入する事は難しく、FeCo 合金への添加元素の追加や基板上でのエピタキシャル成長³⁾などの研究が進められている。本研究では、膜厚の異なる FeCo 合金薄膜を作製し、結晶構造および規則度、磁気特性の膜厚依存性について調べた。

実験方法

超高真空スパッタ装置により、MgO 基板上に 20 nm 成膜した Rh バッファ上に、FeCo 薄膜を 0.5 から 20 nm スパッタした。キャップ層として Ru あるいは Ta 薄膜を 2 nm 成膜した。磁気特性は、VSM (LakeShore 7010)を用いて測定した。X 線磁気円二色性(XMCD)測定は、KEK フォトンファクトリーの BL-16A で行い、X 線回折測定は、BL-4C, BL-7C, BL-8A で行った。

実験結果

膜厚が 2 nm の FeCo 試料の X 線吸収スペクトルとその XMCD スペクトルを図 1 に示す。 $\mu+$ および $\mu-$ はそれぞれ右および左円偏光 X 線による吸収スペクトルを示しており、Fe と Co の L3, L2 吸収ピークおよび XMCD 信号をはっきり確認できる。XMCD スペクトルより、磁気光学総和則を用いて Fe と Co のスピンおよび軌道磁気モーメントをそれぞれ求めた。Fe および Co ともに FeCo 膜厚 2 nm 以下では急激にスピンおよび軌道磁気モーメントを失っており、一方で 2 nm 以上では飽和傾向となった。また、X 線回折像より、膜厚に依存して FeCo 薄膜の構造が変化していることを確認できた。

本研究の一部は、JST 産学共創基礎基盤研究プログラム「革新的次世代高性能磁石創製の指針構築」の支援により行われた。

参考文献

- 1) T. Burkert, et al., Phys. Rev. Lett. 93, 027203 (2004).
- 2) Y. Kota and A. Sakuma, Appl. Phys. Exp. 5, 113002 (2012).
- 3) T. Ohtsuki, et al., J. Appl. Phys. 115, 043908 (2014).

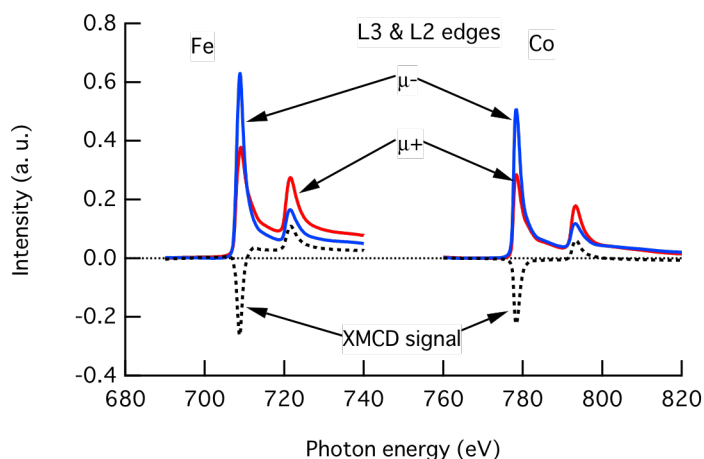


図 1: FeCo 薄膜の X 線吸収スペクトルおよび XMCD

ヤーン・テラー効果による(Cu,Co)Fe₂O₄微粒子の正方晶化と磁気特性

Hawa Latiff、岸本幹雄、Sonia Sharmin、喜多英治、柳原英人
筑波大学数理物質科学研究科

Tetragonal distortion and magnetic properties of (Cu,Co)Fe₂O₄ particles via Jahn-Teller effect
H. Latiff, M. Kishimoto, S. Sharmin, E. Kita and H. Yanagihara
Institute of Applied Physics, University of Tsukuba

Introduction

Cobalt ferrite (CFO) can exhibit large magnetic anisotropy, K_u under certain symmetry reduction conditions. Extraordinarily large K_u of almost 10 Merg/cm³ obtained by introducing a tetragonal distortion ($c/a < 1$) in the structure has been reported in epitaxially strained CFO thin films [1]. Since epitaxial strain is limited to thin films, development of the material in the form of nanoparticles is necessary for bulk production. The introduction of lattice distortion via Jahn-Teller (JT) effect by substituting Cu²⁺ ion in the B-sites of spinel Fe₃O₄ particles has been proposed [2]. However, due to the oxidation of Fe²⁺ to Fe³⁺ at high temperature, no JT distortion could be confirmed. To explore the JT distortion, the B-site ion of the spinel ferrite has to be highly stable in the divalent state, such as for Co²⁺. In this study, we report the fabrication of cobalt substituted copper ferrite and the effect of tetragonal distortion on its magnetic properties.

Experimental procedures

(Co,Cu)Fe₂O₄ particles were prepared by coprecipitation and flux methods. The aqueous solutions containing Co²⁺, Cu²⁺, and Fe³⁺ were mixed with NaOH aqueous solution, and heated at 95°C for 3 h to form a precipitate. This was then mixed with KBr flux, and heated at 850°C for 3 hours. The obtained particles were next rinsed with water to remove the KBr flux. Finally, the particles were subjected to heat treatment at 900°C for 2 h, followed by furnace cooling. Characterizations were performed using x-ray diffraction (XRD) and a vibrating sample magnetometer (VSM) at room temperature.

Results

Figure 1 (a) shows the XRD patterns for (Cu,Co)Fe₂O₄ particles after flux treatment. The structure is that of a cubic spinel structure with faint traces of CuO. After heat treatment at 900°C for 2 h, tetragonal spinel phase could be confirmed (Fig.1 (b)). The single phase showed that both Co and Cu were completely substituted into the spinel structure. Fig. 2 shows the magnetization curves of the particles. It can clearly be seen that the cubic-tetragonal transformation results in a high increase of coercivity. The saturation magnetization values show good agreement with that of an inverse spinel. For the tetragonal (Cu,Co)Fe₂O₄ particles, the saturation magnetization was 26 emu/g, whereas the coercivity was about 2000 Oe.

References

- [1] T. Niizeki *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 162407 (2013).
- [2] H. Latiff *et al.*, *IEEE Trans. Magn.*, submitted on May 6, 2016.

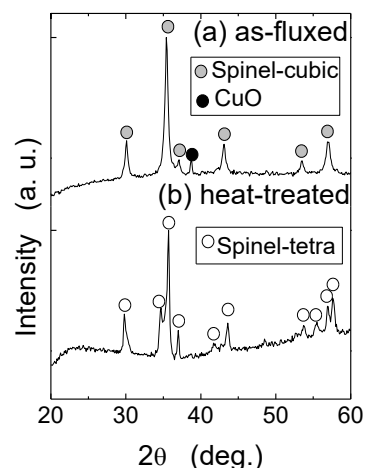


Fig.1. XRD patterns of (a) as-fluxed and (b) heat-treated (Cu,Co)Fe₂O₄ particles

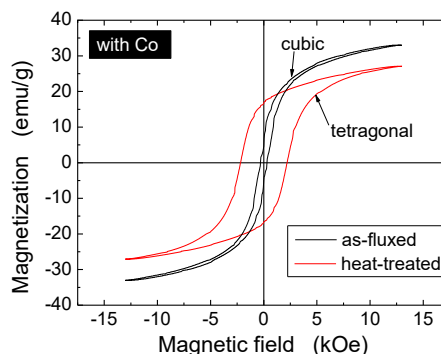


Fig.2. Magnetization curves of the as-fluxed, and heat-treated (Cu,Co)Fe₂O₄ particles.

M 型 Sr フェライトの磁気異方性への Co^{2+} , Fe^{2+} の寄与

谷奥泰明、森下翔、植田浩明、道岡千城、吉村一良
(京大院理)

Contribution of Co^{2+} and Fe^{2+} to the magnetic anisotropy of M-type Sr ferrite

Y. Tanioku, H. Morishita, H. Ueda, C. Michioka and K. Yoshimura

(Graduate school of Science, Kyoto University)

はじめに

永久磁石はモーターやエレクトロクス材料等、生活や社会に幅広く用いられている。永久磁石に求められる要素としては、安価で容易に成型が出来ることや、より高い保持力を持つということが挙げられ、こういった特徴を兼ね備えている物質として $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ が挙げられる。

$\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ はマグネトプランバイト (M) 型構造を有し、Fe はすべて 3 価である。また、 c 軸を磁化容易軸とするフェリ磁性体である。この物質の一部の Fe^{3+} を Co^{2+} に、その電荷補償のため同量の Sr^{2+} を La^{3+} に置換することで異方性磁界 H_A が上昇すると報告されている¹⁾。しかしながら、この置換体に関する過去の研究のほとんどは多結晶試料を用いているため、粒径や配向などの影響を無視できない。そこで我々は、単結晶を用いることで上記影響を取り除いた磁気異方性の評価およびその起源の解明を目指している。

前回の学術講演会²⁾では、我々は La のみを置換した単結晶および La と Co を同量置換した単結晶の困難軸方向の磁化過程と、それから見積もった H_A を報告した。置換量の少ない試料では純良な単結晶試料の育成に成功し、その H_A を見積もった。La のみ置換した試料については H_A の減少を観測した。なお、この試料については電荷補償の関係から、La 置換量と同量の Fe^{3+} が Fe^{2+} へ置換されている。一方、La および Co を同量置換した試料では、 H_A の増大を観測し、また興味深い点として、低温 (5 K) での困難軸方向の磁化過程において、飽和に近づくにつれ、磁化曲線の傾きが徐々に減少するふるまいが観測された (Fig. 1)。そこで今回我々は、様々な La, Co 置換試料において磁化曲線の形状についての解析を行い、異方性磁界の増大の起源について究明した。

方法

様々な組成の La, Co 置換 $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ の単結晶を溶媒移動型浮遊帯域法 (TSFZ 法) により育成し、磁化困難軸方向の磁化過程を測定した。また磁気異方性に対する Co^{2+} および Fe^{2+} の寄与を明らかにするため、低温における磁化過程から磁気異方性エネルギーを算出し、解析を行った。

結果

様々な置換試料の磁気異方性エネルギーを解析したところ、 Co^{2+} イオンおよび Fe^{2+} イオンの軌道の効果によって磁化曲線の形状が変化することが明らかになったので本講演で報告し、議論する。

参考文献

- 1) K. Iida *et al.*, J. Magn. Soc. Japan **23**, 1903-1906 (1999).
- 2) 森下 翔 他、日本磁気学会 学術講演会 第 39 回。

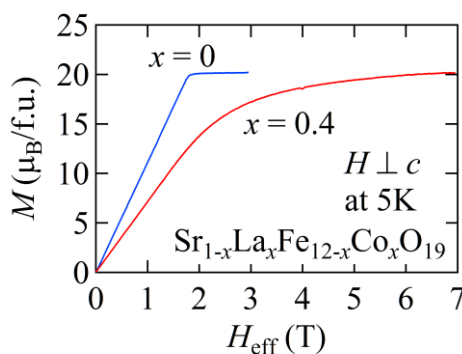


Fig. 1 Magnetization process

交番磁気力顕微鏡を用いたフェライト磁石の破断面における 直流および交流磁化成分の磁気イメージング

曹永澤, 江川元太, 吉村哲, 齊藤準
(秋田大学)

Magnetic imaging of DC and AC components of magnetization at fractured surface
of ferrite magnet by alternating magnetic force microscopy

Y. Cao, G. Egawa, S. Yoshimura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 我々が開発した交番磁気力顕微鏡 (Alternating Magnetic Force Microscopy; A-MFM) は, 従来の磁気力顕微鏡では困難であった, 試料表面近傍での高分解能磁場測定を可能にした顕微鏡であり, さらに直流磁場のゼロ検出ならびに極性検出が可能な特長を有する. 昨年, A-MFM に磁気飽和のない超常磁性探針を組み合わせることで, 強い直流磁場を発生する永久磁石が計測できることを報告した¹⁾. A-MFM は探針に交流磁場を印加して探針の磁化を周期的に変化させることで試料の直流磁化成分との間に生じる交番磁気力を利用して, 試料の直流磁化成分を画像化する. 超常磁性探針では磁化が交流磁場の方向のみに周期的に変化するので, 直流磁場の計測軸を交流磁場方向と一致させた計測精度に優れた磁区観察が可能であり, 永久磁石の破断面においても磁区構造が明瞭に観察できる. さらに, 試料の磁化に交流磁場に追従して可逆的に変化する成分がある場合には, 探針の交流磁化との間で磁場周波数の 2 倍の周波数の引力が生じるので, 試料の交流磁化成分の画像化も同時に可能になる. 永久磁石において交流磁場印加時に磁化が変化しない成分 (直流磁化成分) と磁化が可逆的に変化する交流磁化成分とを同時観察することは, 磁化反転機構を考察する上で有用と考えられる. ここで, 交流磁化成分の強度は交流磁化率に比例すると考えられる. 本発表では, フェライト磁石の破断面において本手法を適用した結果を報告する.

方法 A-MFM は市販のプロープ顕微鏡 (日立ハイテクサイエンス製, L-trace II) の試料ステージの下に交流電磁石を設置して構成し, 交流磁場を試料ステージに垂直方向に印加して, 直上の超常磁性探針 ($\text{Gd}_2\text{O}_3\text{-FeCo}$ 探針を自作) を励磁し, Sr フェライト異方性焼結磁石 (結晶粒径: 約 $1\mu\text{m}$, 保磁力: 約 3 kOe) の破断面を大気雰囲気中で観察した.

結果 Fig. 1 に消磁状態の c 面の破断面において, 超常磁性探針を用いて観察した A-MFM 像を示す. 試料空間に印加した交流磁場の振幅は 200 Oe である. 図(a)の表面形状像では, 表面凹凸は約 $1.5\mu\text{m}$ であり, 通常の磁気力顕微鏡では磁区の識別が困難であったが, 図(b), (c)の垂直方向の直流磁場の強度像および極性像に見るように, 消磁状態での磁区構造が明瞭に観察できることがわかる. ここで極性像では垂直磁場の上向き/下向き (表面磁極の極性) が明瞭として明瞭に識別できる. 図(d)で示した試料の交流磁化成分から発生する垂直方向の交流磁場の強度像の明部は, 磁化が交流磁場により可逆的に変化する交流磁化率の大きな箇所に対応している. 講演では, 実験手法の詳細, および試料の直流磁化成分と交流磁化成分との大きさの相関, ならびに結晶粒との関係について検討した結果を述べる. 測定試料は日立金属(株)様からご提供いただきました.

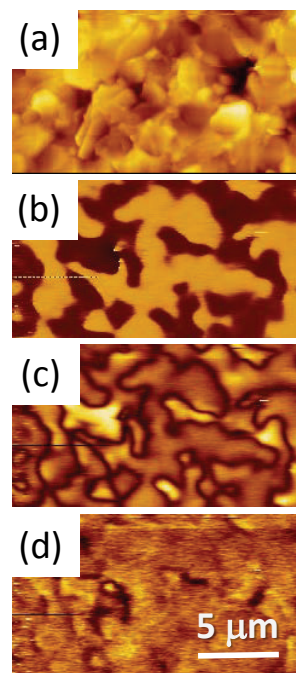


Fig.1 (a) topographic image, (b) polarity image and (c) intensity image of DC magnetic field and (d) intensity image of AC magnetic field for fractured surface of sintered Sr ferrite magnet.

参考文献 1) 中山 他, 第 39 回日本磁気学会学術講演概要集, 8pD-1 (2015).

SrZn_xFe_{2-x}-W 型六方晶フェライトの磁気特性

代永 彩夏, 中川 貴, 小林 義徳*, 大田 慧, 清野 智史, 山本 孝夫
(大阪大学, *日立金属)

Study on magnetic properties and local structure of SrZn_xFe_{2-x}-W-type hexagonal ferrite

A. Yonaga, T. Nakagawa, Y. Kobayashi*, K. Ota, S. Seino, T. A. Yamamoto
(Osaka University, *Hitachi Metals, Ltd.)

1. 研究目的

フェライト磁石は、自動車や家電製品などのモーター用途が大半を占める。SrMe₂-W 型フェライト (SrMe₂Fe₁₆O₂₇、Me²⁺:2 価の金属イオン) は、Me²⁺ = Fe²⁺ の場合 ¹⁾Sr-M 型フェライト (SrFe₁₂O₁₉) よりも飽和磁化が約 10 % 高く、異方性磁界も Sr-M 型フェライトと同等なため、次世代の異方性磁石材料として期待される。W 型フェライトは Me の種類や組み合わせによって磁気物性が異なることが報告されている²⁾。結晶格子内における Me²⁺ の占有サイトが磁気物性に影響を及ぼすと考えられるが、それらの相関を明らかにした事例は少ない。これらの相関を理解することは、W 型フェライトのさらなる高性能化のための材料設計を行う上で重要であると考えられる。そこで本研究では、Zn 置換によって飽和磁化、異方性磁界を変化させた W 型フェライトの磁気物性評価と Zn²⁺・Fe²⁺ の占有サイトの解析により、前記フェライトの磁気物性と局所構造との相関関係を検証する。

2. 実験

出発原料 α-Fe₂O₃ (99.99 %), SrCO₃ (99.99 %), ZnO (99.0 %) を用い、SrZn_xFe_{18-x}O₂₇ (x = 0, 0.5, 1, 1.5, 2) の化学量論組成となるように、それぞれボールミル (湿式) で 2 h 混合した。乾燥した混合試料を焼成温度 1473 ~ 1573 K、焼成雰囲気中の酸素分圧 5 × 10⁻⁴ ~ 2 × 10⁻¹ atm で 10 h 保持で焼成を行った。得られた焼成粉について、超伝導 VSM を用いて磁気特性を評価した。また、あいしンクロトロン BL5S2 で放射光 X 線回折、J-PARC の iMATERIA で中性子回折を測定し、リートベルト解析により構造解析を行った。

3. 実験結果

図 1 に作製した 5 試料の放射光 X 線回折パターンを示す。角度分解能の高い放射光 X 線回折測定においても、W 型フェライトのほぼ単相と見なせる試料が作製できていることがわかった。図 2 に 5 試料の磁気物性を示す。x = 0.5 の試料では、磁化が向上しながら異方性磁界の値は x = 0 の場合と同程度となった。この磁化の向上は、非磁性である Zn²⁺ のダウンスピンサイトへの占有によるものと推察される。測定した飽和磁化と異方性磁界との積による近似的な異方性定数が x = 0 よりも向上していることから磁石としての最適組成が存在することがわかった。また、x > 0.5 の試料では異方性磁界、及び異方性定数が大幅に減少している。これは、非磁性である Zn²⁺ の置換により超交換相互作用が弱まり、結晶磁気異方性が低下しているためと推察される。公演当日は 5 試料の放射光 X 線回折、中性子回折パターンについてリートベルト解析を行い、Zn²⁺・Fe²⁺ の占有サイトとその分布状態を調査し、磁気物性との相関についても議論する。

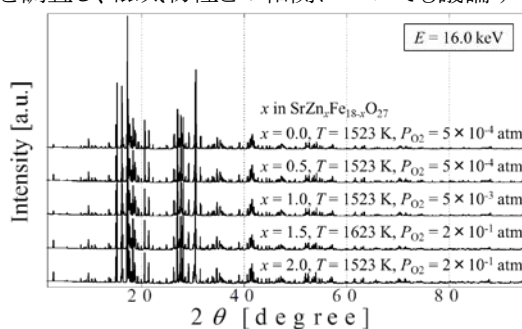


図 1. SrZn_xFe_{18-x}O₂₇ の放射光 X 線回折パターン

4. 参考文献

- 1) 佐川 真人：永久磁石 -材料科学と応用-, pp.188, 2007.
- 2) S. Dey, R. Valenzuela : Adv. Ceramics , Vol.16, pp.155-158, 1985.

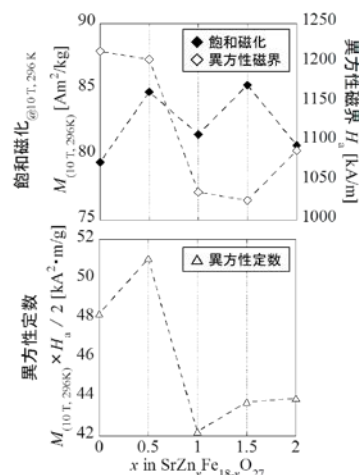


図 2. SrZn_xFe_{18-x}O₂₇ の磁気物性

MOD 法を用いた Mo 置換 Co フェライトの作製と評価

猪狩 知樹, 目黒 燎, 柳原 英人*, 喜多 英治*, 石橋 隆幸
(長岡技術科学大学, *筑波大学)

Preparation and characterization of Mo-substituted Co-ferrite thin films prepared by MOD method
Tomoki Ikari, Akira Meguro, Hideto Yanagihara*, Eiji Kita*, Takayuki Ishibashi
(Nagaoka Univ. of Tech., *Univ. of Tsukuba)

はじめに

最近、スピネル型フェライトのひとつであるコバルトフェライトが、単結晶基板上にエピタキシャル成長した薄膜が大きな磁気異方性を示すことが報告された¹⁾が、特定の電子配置を持つ 4d 遷移金属元素を導入することで、さらなる磁気異方性の増大が期待されている。そこで本研究では、Mo を置換導入したコバルトフェライト薄膜の作製と評価を行った。

実験方法

Mo 置換 Co フェライトを作製するため、有機金属分解 (MOD) 法を用いて、組成比が Co:Mo:Fe = 0.65 : 0.10 : 2.25 である薄膜をガラス基板上に作製した。MOD 溶液は、Fe、Co、Mo 用の溶液 (Fe-03、Co-03、Mo-03 : 高純度化学研究所製) を目的の組成比になるように混合して用いた。MOD 溶液を基板に塗布した後、乾燥 (100℃、10min) および仮焼成 (450℃、30min) を、大気中と窒素導入下の二種類の雰囲気条件で行い、本焼成を 700℃で行った。作製した試料は、X 線回折装置、磁気光学スペクトロメータ、試料振動型磁力計 (VSM) により評価した。

実験結果および考察

X 線回折測定により、大気中で仮焼成を行った試料では、常磁性体である α -Fe₂O₃ のピークが確認されたが、窒素雰囲気下で仮焼成を行った試料では、 α -Fe₂O₃ のピークは観察されず、Co フェライトの 311 回折ピークが確認できた。

磁気光学カー回転角スペクトルを Fig.1 に示す。600nm 付近の構造についての違いはあったものの、いずれの試料においても 500~750nm の領域において、これまでの Co フェライトの測定データと似た構造が得られていた。このことから、いずれの試料でも Co フェライト薄膜が作製できていたと推測できる。また、熱処理を窒素下で行った試料は大きな信号強度を示した。

Fig.2 に測定波長 600nm の磁気光学カー回転角ヒステリシス曲線を示す。大気中仮焼成試料が約 3.0kOe の保磁力を示していたのに対し、乾燥を大気中、仮焼成と本焼成を窒素雰囲気中で行った試料は、約 5.5kOe とより大きな保磁力を示し、すべて窒素雰囲気中での熱処理を行った試料では約 7.5kOe と高い保磁力が得られた。この結果より、MOD 法を用いた Mo 置換 Co フェライトの作製は、乾燥・焼成を窒素導入下で行うことが有効であることがわかった。この原因は、Mo の過剰な酸化が抑えられたためと考えられる。

参考文献

- 1) T. Niizeki et al, Appl. Phys. Lett. 103, 162407(2013)

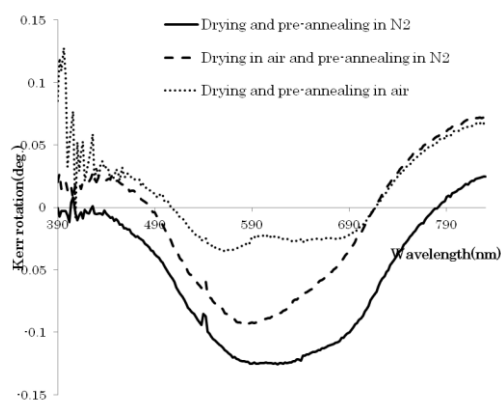


Fig.1 Kerr spectra of
Co_{0.65}Fe_{2.25}Mo_{0.10}O₄
thin films.

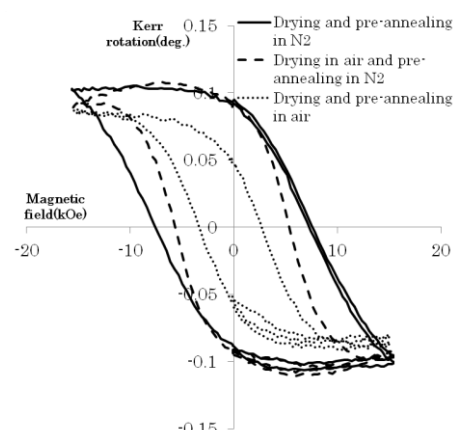


Fig.2 Kerr hysteresis loops of
Co_{0.65}Fe_{2.25}Mo_{0.10}O₄
thin films measured at 600nm.

La-Co 置換 CaM 型フェライトの単結晶育成

和氣剛, 宇治克俊, 岡崎秀祐, 田畑吉計, 中村裕之

(京大院工)

Single crystal growth of La-Co co-substituted CaM-type ferrite

T. Waki, K. Uji, S. Okazaki, Y. Tabata, H. Nakamura

(Department of Materials Science and Engineering, Kyoto University)

1 はじめに

マグネトプランバイト型フェライト (M 型フェライト; $A\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$, $A = \text{Sr}, \text{Ba}, \text{Pb}$) は永久磁石材料として重要な化合物であり、長年置換効果が研究されてきた。現在主流の製品の母材は La-Co 置換 SrM であり、 Co^{2+} が保持力の向上に寄与していると考えられているが、微視的磁気プローブ毎に Co の置換サイトの見え方が異なり、Co の電子状態について統一的な見解が得られていない。これはプローブの特性のみならず、Co の電子状態が合成条件などにも依存する可能性があり、被測定試料の曖昧さも問題であった。我々は組成と磁性の対応を明らかにするため、La-Co 置換 SrM の単結晶育成に取り組んできた。そして、組成について従来の設計前提が成立していないことを明らかにした¹⁾。組成の曖昧さの解消は La-Co 置換 SrM に限らず重要である。最近我々は、高性能磁石 La-Co 置換 CaM²⁾ への展開を念頭に、Co を導入していない La 置換 CaM の単結晶育成を行い、組成について、La にはある程度の固溶域があること、Fe サイトへの Ca の侵入が考えられることを報告した³⁾。本研究では、La-Co 置換 CaM の単結晶育成、その組成及び磁性について報告する。

2 実験方法

La-Co CaM の単結晶試料は CaO フラックス法により合成した。出発原料は CaCO_3 , La_2O_3 , Fe_2O_3 , Co_3O_4 を用い、所定の組成で混合した後、白金ルツボ中で単結晶を育成した。1400°C で 12 時間保持の後、2.5°C/h で 1200°C まで冷却、その後炉冷した。得られた単結晶試料は一部を粉碎して粉末 X 線回折を行い M 相であることを確認した。組成分析は波長分散型 X 線分析装置を用いて行い、強度補正用の参照物質として CaF_2 , LaAlO_3 , $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$, Co 単結晶を用いた。磁性は SQUID 磁束計を用いて評価し、飽和磁化、異方性磁界を見積もった。

3 結果および考察

フラックス法による単結晶育成により、La 及び Co 量の異なる単結晶の合成に成功した。組成分析の結果、 $\text{Ca}_x\text{La}_y\text{Fe}_z\text{Co}_w\text{O}_{19}$ ($x+y+z+w=13$) としたとき、 $z+w \approx 11.9$ となり、Co 非置換系と同様、遷移金属サイトへの Ca の同等程度の侵入が考えられる。また、La の範囲は本実験では $0.37 \leq y \leq 0.59$ で、Co の最大置換量は $w = 0.36$ であった。

Fig.1 は $T = 5 \text{ K}$ における、磁化曲線である。磁化容易軸方向の磁化はすみやかに立ち上がり飽和する一方で、磁化困難軸方向には、組成に応じて非線形な磁化の増大が観測された。 $w = 0$ の試料では不連続な磁化のジャンプが存在するが、NMR 測定の結果よりスピントリップ転移であることがわかっている⁴⁾。Co 置換量が増加するにつれ初期磁化率が小さくなり異方性が増大している。また高磁場側では上に凸の振る舞いが見られ、飽和する磁化が上昇している。磁化容易軸と磁化困難軸の磁化過程が囲む面積から異方性磁界 H_A を見積もった所 (Fig.1 内挿図)、Co 濃度の上昇に従い単調に H_A が上昇する振る舞いが見られ、 $w = 0.36$ の試料では La-Co SrM 系の最大値 (25 kOe, $w = 0.27$) を超える 27.5 kOe とする値が得られた。

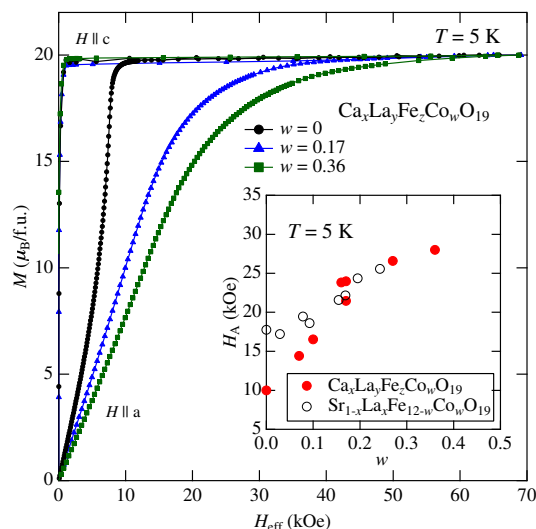


Fig. 1 磁化曲線

References

- 1) A. Shimoda, K. Takao, K. Uji, T. Waki, Y. Tabata, and H. Nakamura: *J. Solid State Chem.*, **239**, 153 (2016).
- 2) Y. Kobayashi, S. Hosokawa, E. Oda, and S. Toyota: *J. Jpn. Soc. Powder Metallurgy*, **55**, 541 (2008).
- 3) 宇治克俊, 和氣剛, 田畑吉計, 中村裕之: 第 39 回日本磁気学会学術講演概要集, 9pA-4 (2015).
- 4) 高尾健太, 宇治克俊, 和氣剛, 田畑吉計, 中村裕之: 第 39 回日本磁気学会学術講演概要集, 9pA-1 (2015).

超高压酸素雰囲気下における LaCo 置換 SrM フェライトの合成

岡崎秀祐、和氣剛、田畑吉計、加藤将樹*、廣田健*、中村裕之
(京都大、*同志社大)

Synthesis of La-Co co-substituted SrM ferrite under high O₂ pressure

S. Okazaki, T. Waki, Y. Tabata, M. Kato*, K. Hirota*, H. Nakamura

(Kyoto Univ., *Doshisha Univ.)

1. 緒言

永久磁石の一種であるフェライト磁石の母材には、化学式 $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ で示される SrM フェライトが主に用いられている。この物質は La および Co による元素置換を行うことで磁気異方性が向上することが知られており、化学式 $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12-y}\text{Co}_y\text{O}_{19}$ に示す形で LaCo 置換を行ったものが工業的に生産されている。

LaCo 置換 SrM フェライトに関するこれまでの研究では、大気圧下での合成では $x > y$ となり、 Fe^{2+} の発生が Co^{2+} の置換を阻害していると考えられる。フラックス法による単結晶育成の結果、 $(x = 0.47, y = 0.27)$ が上限であった^[1]。高酸素分圧下で合成することで、 Fe^{2+} の発生を抑制し、 Co^{2+} 置換量が増加することが期待される。そこで本研究では、HIP 法を用いた超高压酸素雰囲気下での LaCo 置換 SrM フェライト多結晶の合成を試み、単相が得られる組成の領域や得られる M 相の La, Co 組成について調べた。

2. 実験方法

原料粉 SrCO_3 , La_2O_3 , Fe_2O_3 , Co_3O_4 を、仕込み組成 x_{nom} , y_{nom} に対し $\text{Sr}:\text{La}:\text{Fe}:\text{Co} = 1-x_{\text{nom}}:x_{\text{nom}}:12-y_{\text{nom}}:y_{\text{nom}}$ となるように秤量しメノウ乳鉢を用いて混合した。混合粉をペレット状に成形し、900 °C で 1 時間仮焼結を行った。これを HIP 装置を用いて、酸素濃度 20 % のアルゴン・酸素混合ガス 2000 kgf/cm² のもとで 1200 °C で 1 時間本焼結した。その後 600 °C/h で室温まで炉冷した。

得られた試料の一部をメノウ乳鉢で粉砕し、粉末 X 線回折(XRD)による相同定を行った。また、試料を樹脂埋めして研磨し、WDX による M 相の元素分析を行った。

3. 結果と考察

HIP 法により焼結した試料の XRD パターンを図 1 に示す。仕込み組成 $x_{\text{nom}} = y_{\text{nom}} = 0.4$ では M 相の単相を得ることに成功した。一方で La 仕込み組成 $x_{\text{nom}} = 0.7, 0.9$ では、いずれも不純物として Fe_2O_3 , $(\text{SrLa})\text{FeO}_3$ を含んでいることが分かった。 $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ が室温で安定であるのに対し、Sr をすべて La で置換した $\text{LaFe}_{12}\text{O}_{19}$ は平衡状態図上で高温域のみ安定となることから、La 高濃度試料は炉冷時に M 相の一部が分解してしまったと考えられる。

参考文献

- 1) A. Shimoda et al. J. Solid State Chem. **239** (2016) 153.

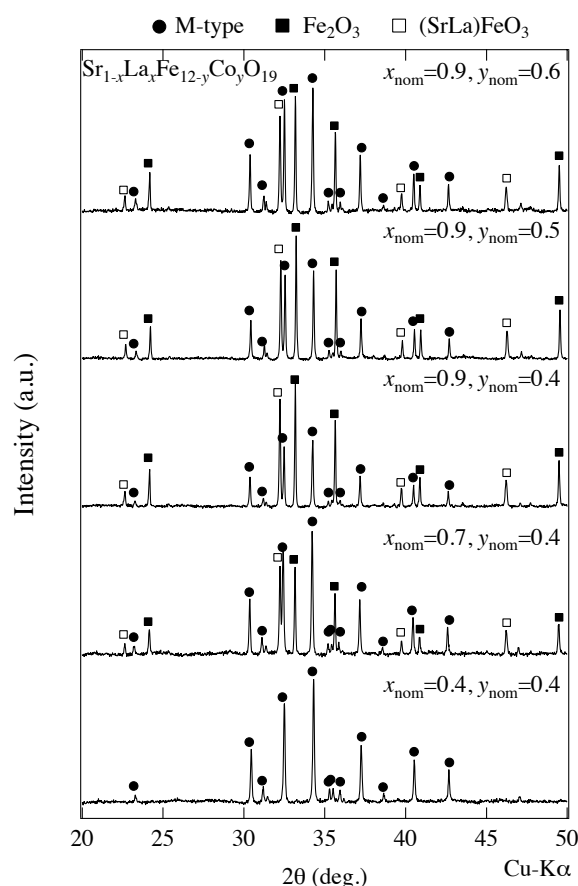


図1 焼結体の XRD パターン

La-Co 置換系 M 型 Sr フェライトの ^{59}Co 核 NMR

酒井宏典, 服部泰佑, 徳永陽, 神戸振作, 下田愛子*, 和氣剛*, 田畑吉計*, 中村裕之*

(原子力機構, *京大)

 ^{59}Co NMR study in La-Co substituted M-type Sr Ferrite

H. Sakai, T. Hattori, Y. Tokunaga, S. Kambe, A. Shimoda, T. Waki, Y. Tabata, and H. Nakamura

(JAEA, *Kyoto Univ.)

1 はじめに

M 型フェライト $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ は、六方晶系マグネトプランバイト型 (M 型) 結晶構造を有し、Sr の一部を La で、Fe の一部を Co で同時に置換すると磁気異方性が大きく向上し、飽和磁化も大きくなることが見いだされ、磁気応用上、有用な材料となった。しかしながら、この共置換系において、磁気異方性が向上する理由についてはよく分かっていない。M 型フェライトには、5 つの結晶学的に異なる Fe サイトが存在し、Co が Fe のどのサイトと置換しているのか、価数はどうなっているのか、中性子散乱¹⁾、Mössbauer 効果²⁻⁴⁾、核磁気共鳴 (NMR)⁵⁾ などの微視的磁気プローブ毎に、見解が異なっているのが現状である。本研究では、 ^{57}Fe 核 NMR 及び ^{59}Co 核 NMR を行い、他の微視的実験結果や第 1 原理計算結果などを相補的に考慮しながら、整合性のある解を目指している。本講演では、主に ^{59}Co 核 NMR の実験結果について発表する。

2 結果および考察

$\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ 及び、La-Co 共置換系 $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12-x}\text{Co}_x\text{O}_{19}$ の粉末試料、フラックス法で育成された単結晶を用いて、ゼロ磁場 NMR 実験を行った。 ^{57}Fe 核は、自然存在比 2.2% で核スピン $I = 1/2$ をもち、強磁性体中の各 Fe サイトにおける内部磁場に呼応して、外部磁場ゼロで NMR を行うことが出来る。核磁気回転比が $\gamma_n = 1.4 \text{ MHz/T}$ と低いため、NMR 敏感核ではないが、強磁性体では巨視的磁気モーメントが高周波に対して大きく応答し NMR 強度が増強する効果があり、実験可能となる。一方で、 ^{59}Co 核は自然存在比 100% で核スピン $I = 7/2$ をもち、NMR 感度が高いため、Co 置換量が少なくても充分観測可能である。Fig. 1 に、温度 4 K で測定した粉末試料 $x = 0.3$ の $\text{Sr}_{0.7}\text{La}_{0.3}\text{Fe}_{11.7}\text{Co}_{0.3}\text{O}_{19}$ における、ゼロ磁場 ^{59}Co 核 NMR スペクトルを示した。低周波側 50-100 MHz と高周波側 300-400 MHz に ^{59}Co 核 NMR 信号を観測した。スペクトル強度は、低周波側の方が強い。従来、 La^{3+} と電荷補償の結果、Co イオンは 2 価となっていると考えられており、 ^{59}Co 核 NMR が低周波域と高周波域で同時に観測されていることは、(i) 共置換試料で Co^{2+} の低スピン状態 ($S = \frac{1}{2}$) と高スピン状態 ($S = \frac{3}{2}$) とが共存、していることを示唆しているように思える。一方で、電荷状態に関して確定的な情報がないことから、(ii) 2 価 Co^{2+} (高スピン $S = 3/2$) と 3 価 Co^{3+} (低スピン $S = 0$) との共存、というシナリオでの解釈も可能となる。現在、妥当な解釈を探るため、各 Co イオン状態における超微細磁場の大きさの検討や、他の微視的実験手段における解釈妥当性、第一原理計算による Co イオン状態安定性などを検討している。

References

- 1) Y. Kobayashi, E. Oda, T. Nishiuchi and T. Nakagawa, *J. Cer. Soc. Jpn.* **119**, 285 (2011).
- 2) G. Wiesinger, M. Müller, R. Grössinger, M. Pieper, A. Morel, F. Kools, P. Tenaud and J. M. Le Breton and J. Kreisel, *physica status solidi (a)* **189**, 499 (2002).
- 3) A. Morel, J. M. Le Breton, J. Kreisel, G. Wiesinger, F. Kools and P. Tenaud, *J. Magn. Mater.* **242-245**, 1405 (2002).
- 4) J. M. Le Breton, J. Teillet, G. Wiesinger, A. Morel, F. Kools and P. Tenaud, *IEEE Transactions on Magnetics* **38**, 2952 (2002).
- 5) M.W. Pieper, F. Kools and A. Morel, *Phys. Rev. B* **65**, 184402 (2002).

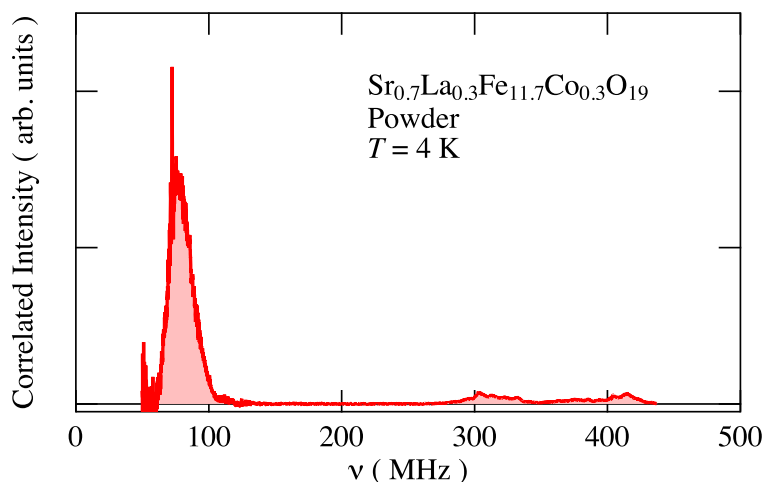


Fig. 1 温度 4 K で測定した $\text{Sr}_{0.7}\text{La}_{0.3}\text{Fe}_{11.7}\text{Co}_{0.3}\text{O}_{19}$ の粉末試料におけるゼロ磁場 ^{59}Co 核 NMR スペクトル。

Co のみ置換 M 型 Sr フェライトの ^{57}Fe -NMR

高尾健太、和氣剛、田畑吉計、酒井宏典*、中村裕之
(京都大、原子力機構)

^{57}Fe -NMR study of Co-doped M-type strontium ferrites

K. Takao, T. Waki, Y. Tabata, H. Sakai*, H. Nakamura
(Kyoto Univ., JAEA)

【背景】

M 型フェライトは組成式 $\text{AFe}_{12}\text{O}_{19}$ (A = Ba, Sr, Ca 等) で表され、Fe 原子が磁性を担う鉄系酸化物磁石である。結晶構造は複雑で Fe サイトは 5 種類 ($2a$, $2b$, $12k$, $4f_1$, $4f_2$) あり、添加元素により保磁力や残留磁化が大きく変化する。M 型フェライトの基礎研究では、組成と磁性および Fe や Co の電子状態の対応を正しく評価し、製品開発の指導原理を得ることが重要である。これまで実用材に近い La-Co 置換 M 型 Sr フェライトの研究が多数行われているが、磁気異方性増大に大きな影響を及ぼす Co の置換サイトの同定や、Fe と Co の電子状態の解明に至っていない。一方、La を添加せず Co のみ置換した系の多結晶試料合成の報告がされている (例えば[1])。Co のみ置換 M 型 Sr フェライトでは Sr-La の disorder がなく、Co 占有サイトの微視的情報を得やすい。また、置換 Co は主に 3 価であると期待され、 Co^{3+} の情報を選択的に抽出できると考えられる。一方で、多結晶試料による研究では粒界の効果を排除できず、組成と磁性の対応付けを正確に評価できない。そこで当グループでは単結晶試料を用いた磁性研究を行っている。

フェライト磁石の磁性発現機構の解明には微視的磁性の情報を得る必要がある。Fe の微視的磁性評価手法としてはメスバウア分光が良く用いられているが、本研究では分解能が高く四重極効果の影響もない

^{57}Fe -NMR を用いて Co のみ置換 M 型 Sr フェライト単結晶試料の Co 占有サイトと微視的磁性の評価を行った。

【実験方法】

Co のみ置換 M 型 Sr フェライト ($\text{SrFe}_{11.93}\text{Co}_{0.07}\text{O}_{19}$) の単結晶試料を Na_2O フラックス法により作製した。 ^{57}Fe -NMR 測定を 4.2 K、ゼロ磁場下で行った。各 Fe サイトの測定結果を非置換系と比較し、Co 置換に伴う 5 つの Fe サイトの内部磁場の大きさの変化を調べた。その結果をもとに Co 占有サイトを議論する。

【結果・考察】

図 1 は $2a$ サイトのスペクトルを示す。 $2a$ サイトのメインのピークとそれより少し低周波数側に 2 本のサテライトを観測した。このサテライトは $2a$ サイトの近傍の Fe サイトに Co が侵入したことにより $2a$ サイトの内部磁場が分裂したことを示している。 $2a$ サイトに隣接したサイトは $12k$ サイトと $4f_1$ サイトであるが、強度比の計算から Co^{3+} 占有サイトとしては $12k$ サイトが最も有力である。

参考文献

[1] T. Xie et al., Powder Technol. **232** (2012) 87.

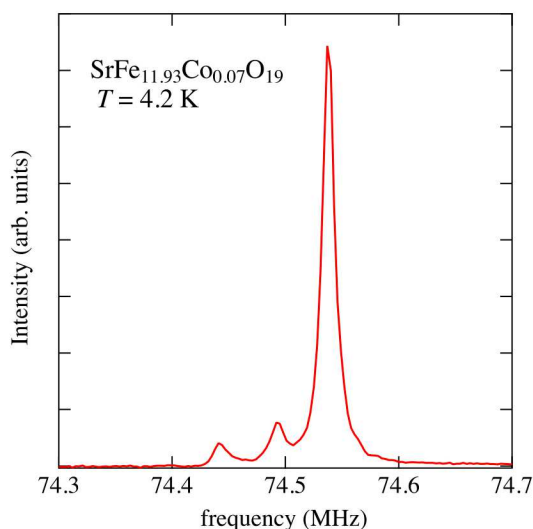


図 1. Co 置換 Sr フェライトの $2a$ サイトの NMR スペクトル

La 置換 M 型 Sr フェライトの ^{57}Fe メスバウアー分光法による研究

大浦桃子, 永澤延元, 池田修悟, 下田愛子*, 和氣剛*, 田畑吉計*, 中村裕之*, 小林寿夫
(兵庫県立大, *京都大)

^{57}Fe Mössbauer spectroscopies studies on La-substituted M-type Sr hexaferrite

M. Oura, N. Nagasawa, S. Ikeda, A. Shimoda*, T. Waki*, Y. Tabata*, H. Nakamura*, and H. Kobayashi
(Univ. of Hyogo, *Kyoto Univ.)

はじめに

M 型 Sr フェライト $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ は、室温で六方晶 $P6_3/mmc$ (空間群 No.194) 構造をとり、また、磁気モーメントが c 軸に平行なフェリ磁性体 ($T_c \sim 730$ K) である。結晶学的に異なる 5 つの Fe サイトを持つ Sr フェライト材料において、室温での保磁力が上昇するため永久磁石材料としての性能が向上することが知られている。しかし、Co が置換される Fe サイトは分かっていない。La 置換がフェライトに与える磁気的影響は Co 置換と比較して小さいと考えられてきた。しかし、ここでは La 置換の影響を実験的に確かめる意味で $(\text{Sr}, \text{La})\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ を用いる。La イオンが各サイトの Fe イオンに与える影響を調べると共に、La-Co 置換系フェライト $(\text{Sr}, \text{La})(\text{Fe}, \text{Co})_{12}\text{O}_{19}$ の Co イオンがそれぞれ Fe サイトの Fe イオンの電子状態にどのような影響を与えるかを解明することを目的として、磁場下で ^{57}Fe メスバウアー分光測定を行った。

実験方法

測定には、 Na_2O フラックス法により作製された単結晶 $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ ($x=0.31$)¹⁾ を、磁化容易軸 (c 軸) 方向に厚さ $100\ \mu\text{m}$ に研磨し直径 $8.0\ \text{mm}$ の円形上に密に配置し貼り合わせたものを用いた。 c 軸に対して平行になるように γ 線を照射し、また垂直方向に外部磁場 H_{ex} を印加して $150\ \text{K}$ で ^{57}Fe メスバウアー分光測定を行った。

実験結果

Fig. 1 に $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ ($x=0.31$) に対する $150\ \text{K}$ での磁場下 ^{57}Fe メスバウアー分光測定結果を示す。 $H_{\text{ex}}=0\ \text{kOe}$ でのスペクトルの解析において Evans のモデル²⁾を参考にした。その結果、5 つの Fe サイトに対応した 5 成分で合わないピークが存在する。Fig. 1 に示すように 6 成分を用いると良いフィッティング結果が得られた。これは電荷補償のために $2a$ サイトの Fe^{3+} の一部が Fe^{2+} に変化するとされている成分に対応すると考えられる。また、Fig. 2 に $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ ($x=0.24$) の $150\ \text{K}$ で磁化曲線の結果を示す。これより有効磁場 $H_{\text{eff}}=17\ \text{kOe}$ 付近で飽和磁化 M_s に達することが分かる。Fig. 1 より H_{ex} の印加と共に $\Delta m=0$ (m : 原子核磁気量子数) のメスバウアー遷移によるピーク相対吸収強度が増加しているが、すなわち磁場印加に伴って内部磁場 H_{int} (磁気モーメント) が c 面へと回転していることを示している。これは $30\ \text{kOe}$ 以外の H_{ex} の測定で得られたスペクトルと比較して、Fig. 2 から求められる M_s に至る磁化過程とほぼ一致している。これより $H_{\text{ex}}=30\ \text{kOe}$ では、 H_{int} と H_{ex} の向きが平行であると考えられる。

講演では、 $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ の他の組成の試料での零磁場下メスバウアー分光スペクトルの温度依存性を調べた解析結果、測定で得られた各 Fe サイトにおける超微細相互作用について詳細に議論する予定である。

参考文献

- 1) A. Shimoda, et al., *J. Solid State Chem.* **239**, 153-158 (2016).
- 2) B. J. Evans, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **67**, 123-129 (1987).

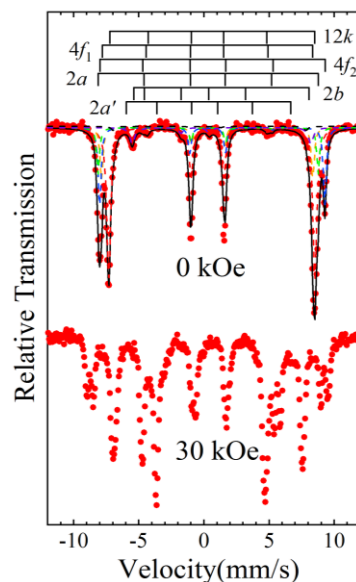


Fig. 1 ^{57}Fe Mössbauer spectra of the single crystal $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ ($x=0.31$) at $150\ \text{K}$, with and without magnetic fields. (γ -ray // c -axis)

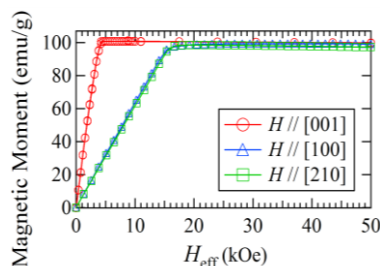


Fig. 2 Magnetization curves on $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ ($x=0.24$) at $150\ \text{K}$.

Fe の価数制御による Sr 系六方晶フェライトの作製

目黒昌淳、柿崎浩一、神島謙二
(埼玉大学)

Preparation of Sr-based hexagonal ferrite by controlling the oxidation state of Fe

M. Meguro, K. Kakizaki, K. Kamishima
(Saitama Univ.)

1. 緒言

2 価の遷移金属イオンが Fe^{2+} である Sr 系六方晶フェライトは、 $\text{R}=(\text{SrFe}_6\text{O}_{11})^{2-}$ と $\text{T}=(\text{SrFe}_4\text{O}_7)^{0+}$ 、 $\text{S}=((2\text{FeFe}_2\text{O}_4)^{0+} \text{ or } (2\text{Fe}_3\text{O}_4)^{2+})$ といったブロックの積層で表される。W 型、Y 型、Z 型、U 型六方晶フェライトの単位胞はそれぞれ $\text{RSSR}^*\text{S}^*\text{S}^*$ 、 $(\text{TS})_3$ 、 $\text{TSR}^*\text{S}^*\text{T}^*\text{S}^*\text{RS}$ 、 $(\text{TSR}^*\text{S}^*\text{RS})_3$ である。

SrFe_2W の作製報告¹⁾によると、 Fe^{3+} を還元させるための雰囲気調整を必要とし、価数制御が困難である。また、T ブロックが入る組成の二価鉄 Sr フェライトは作製が困難であり、 $\text{Sr}_2\text{Fe}_2\text{Y}$ の結晶相は未だ観測されていない。²⁾ そこで本研究では Fe_3O_4 を用いて事前に価数制御し、作製を試みた。

2. 実験方法

SrFe_2W および $\text{Sr}_2\text{Fe}_2\text{Y}$ の原料として $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ 、 Fe_3O_4 、 $\text{Sr}_4\text{Fe}_6\text{O}_{13}$ 、 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ を用い、湿式混合した。混合粉末を加圧成型し、ロータリーポンプで真空引きしながら 900°C で 5 時間仮焼成した。仮焼成後、微粉碎し、試料を真空中もしくは真空引き下で、各温度条件のもと 5 時間焼成した。各試料の結晶構造は粉末 X 線回折法により解析した。

3. 結果と考察

図 1 は、組成が $\text{Sr}:\text{Fe}^{2+}:\text{Fe}^{3+}=1:2:16$ の試料を真空中で $1200^\circ\text{C}\sim 1400^\circ\text{C}$ で焼成した試料の X 線回折図である。焼成温度が 1350°C 以上の試料で W 型が主相となった。

図 2 は組成が $\text{Sr}:\text{Fe}^{2+}:\text{Fe}^{3+}=2:1.5:12$ の試料を真空引き下で 1150°C 、 1200°C で焼成した試料の X 線回折図を示す。 1200°C で焼成した試料では Y 型のピークが現れた。また、U 型由来のピークが 1150°C 、 1200°C 焼成の試料ともに確認できる。

原料に Fe_3O_4 を用い、真空中で試料を焼成することにより、 SrFe_2W 、 $\text{Sr}_2\text{Fe}_2\text{Y}$ および報告のない $\text{Sr}_4\text{Fe}_2\text{U}$ の生成に成功した。

4. 参考文献

- 1) 山元洋 他, 粉体および粉末冶金 47 (2000) 789.
- 2) S. Ram, J. Magn. Magn. Mater. 72 (1988) 315.

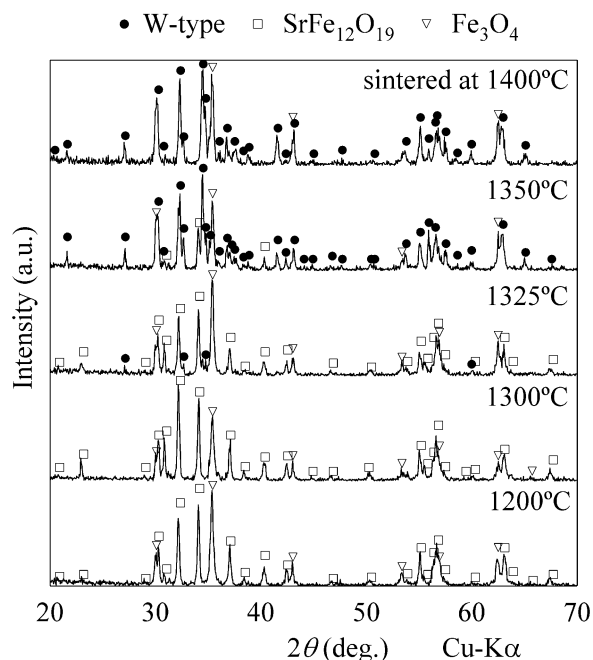


図 1 焼成後の $\text{Sr}:\text{Fe}^{2+}:\text{Fe}^{3+}=1:2:16$ 組成試料の X 線回折図

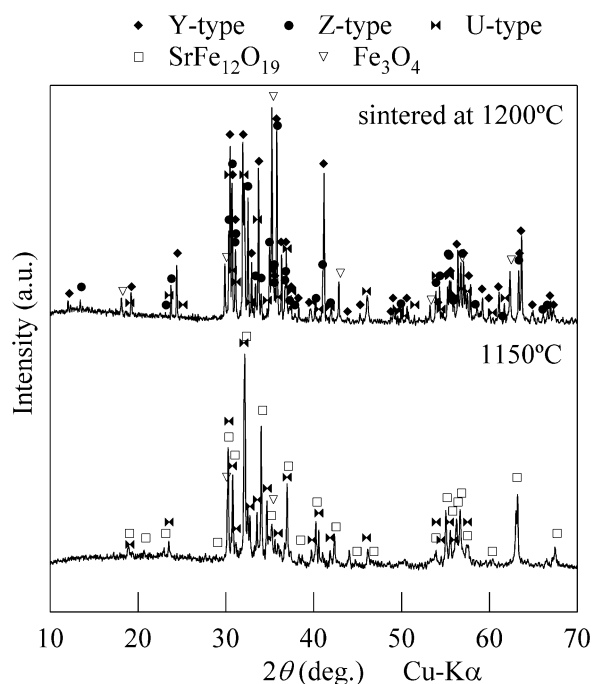


図 2 焼成後の $\text{Sr}:\text{Fe}^{2+}:\text{Fe}^{3+}=2:1.5:12$ 組成試料の X 線回折図

Mg²⁺-Ti⁴⁺置換 BaFe₁₂O₁₉ の作製と磁気特性

神島 謙二, 江刺家 侑典, 柿崎 浩一, 酒井 政道
(埼玉大)

Synthesis and magnetic properties of Mg²⁺-Ti⁴⁺ substituted BaFe₁₂O₁₉

K. Kamishima, Y. Esashika, K. Kakizaki, M. Sakai
(Saitama Univ.)

1. 諸言

BaFe₁₂O₁₉ は、六方晶フェライトの中でも永久磁石として広く知られている。この BaFe₁₂O₁₉ の Fe³⁺ は Mg²⁺ と Ti⁴⁺ で置換でき、Fe³⁺ を完全に置換できるという報告がある。^{1), 2)} しかしながら、その作製条件ならびに磁性は未だに明らかではない。本研究では広い範囲で BaFe₁₂O₁₉ の Fe³⁺ を Mg²⁺ と Ti⁴⁺ で置換し、結晶構造の同定および、磁気特性の調査を行った。

2. 実験方法

原料として BaCO₃, α-Fe₂O₃, MgO, TiO₂ を用いて、目的の化学量論組成になるように秤量した。これらを湿式混合した原料粉を 900°C で仮焼成した。仮焼成後、遊星ボールミルで粉碎し、加圧成形し、1100~1400°C で 5 時間本焼成した。試料の結晶構造を X 線回折(XRD)によって同定した。磁気特性は振動試料型磁力計(VSM)を用いて調査した。

3. 結果と考察

図 1 に本焼成温度 1250°C の BaFe_{12-2x}Mg_xTi_xO₁₉ (x=1~6) の X 線回折図を示す。x=6 では MgTiO₃ との混相になっており、Fe³⁺ イオンが置換されたときに生成する M 型構造の化合物の組成が BaMg₆Ti₆O₁₉ と異なることを示唆している。

図 2 は室温で磁性が観測された BaFe_{12-2x}Mg_xTi_xO₁₉ (x=0.25~1.5) の飽和磁化を示す。置換に応じて、飽和磁化は単調減少した。しかし、1200~1400°C の x=1.25, 1.5 で減少していない。これは、x=1.25, 1.5 間で Mg, Ti が下向きスピンスイトに入るように変わった可能性を示している。

図 3 は BaFe_{12-2x}Mg_xTi_xO₁₉ (x=0.25~1.5) の熱磁気曲線を示す。BaFe₁₂O₁₉ のキュリー一点は 450°C であるため、置換量が増えることでキュリー一点が低温側にシフトした。しかし、x=1.25, 1.5 は、ほぼ同じ温度となった。これも x=1.25, 1.5 で Mg, Ti の入るサイトが異なり、Fe イオン間の相互作用の妨げ方が異なる可能性がある。

以上より、広い範囲での Mg, Ti 置換した BaFe₁₂O₁₉ の作製に成功し、置換によるキュリー一点の変化を観測した。

参考文献

- 1) R. S. Roth *et al.*, "National Measurement Laboratory Office of Measurement for Nuclear Technology Annual Report 1981", pp. 42-49 (1981).
- 2) S. Alablanche *et al.*, Mater. Res. Bull. 24 (1989) 475.

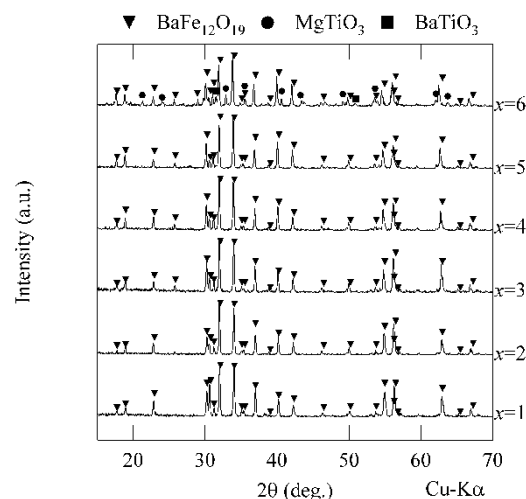


図 1 BaFe_{12-2x}Mg_xTi_xO₁₉ の X 線回折

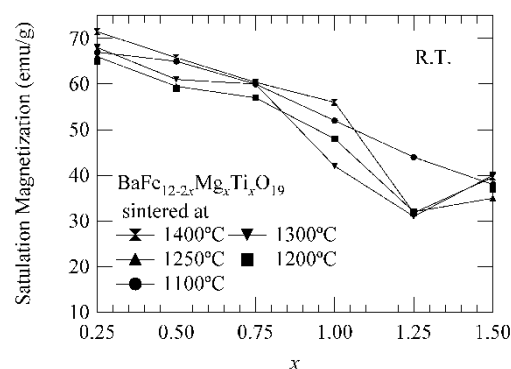


図 2 BaFe_{12-2x}Mg_xTi_xO₁₉ の飽和磁化

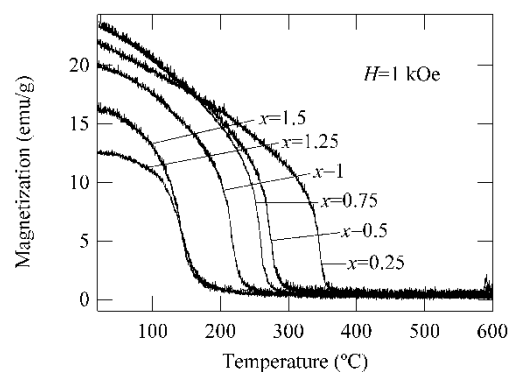


図 3 BaFe_{12-2x}Mg_xTi_xO₁₉ の熱磁気曲線

硬 X 線 MCD による Co/Pt ドットの磁化ダイナミクスの時間分解測定

菊池伸明¹, 蓬田貴裕¹, 金原大樹¹, 岡本聡¹, 北上修¹, 島津武仁¹, 大沢仁志², 鈴木基寛²
(¹東北大, ²JASRI/SPRing-8)

Time-resolved hard X-ray MCD measurement on magnetization dynamics of a Co/Pt multilayer dot
N. Kikuchi¹, T. Yomogita¹, D. Kanahara¹, S. Okamoto¹, O. Kitakami¹, T. Shimatsu¹, H. Osawa², M. Suzuki²
(¹Tohoku Univ., ²JASRI/Spring-8)

はじめに

磁性金属である Co と非磁性金属である Pt を積層した界面においては, 大きな磁気異方性が発現することや Pt 原子に大きな磁気モーメントが誘起されることが知られている[1]. また, 磁性層と Pt 層が接した界面を有する構造においてはダンピングが著しく増大するなど, 動的な磁化の挙動にも影響を及ぼすことが報告されている. これらの現象の理解は, 物理的な興味のみならずデバイスの高速動作という観点からも重要であり, 分極した Pt 原子の磁気状態・動的挙動の測定が重要となる. 本研究においては元素選択性を持つ X 線磁気円二色性 (X-ray Magnetic Circular Dichroism : XMCD) を用いて, rf 磁場により励起された Co/Pt 多層膜ドット中の分極した Pt 原子の挙動についてナノ秒領域での時間分解測定を行ったので報告する.

実験方法・結果

MgO(100)基板上に rf 磁場印加用の幅 5 μ m のコプレーナ型伝送線を厚さ 100nm の Au 層を用いて作製した. 厚さ 100nm の SiO_x 絶縁層を製膜したのち, Co/Pt 多層膜を Ta(0.5)/Pt(1)/Ru(24)/Pt(0.5)/[Co(1.3)/Pt(0.5)]₄/Ru(2) の構成で DC マグネトロンスパッタリングにより成膜した. 数字は各層の膜厚で単位は nm である. Co/Pt 多層膜を電子線リソグラフィ・Ar イオンエッチングにより直径 5 μ m のディスク状に加工し, 下地層を異常 Hall 効果(AHE)検出用の十字型電極に加工した. 伝送線路を用いて GHz 帯の高周波磁場を発生させると, 強磁性共鳴条件において磁化の歳差運動が誘起されることで膜面に垂直な磁化成分が変化し, この変化を AHE および XMCD により検出できる. なお, XMCD の測定は SPRing-8 のビームライン BL39XU にて実施し, Pt の L₃ 吸収端を用いた. また, X 線は半値幅が約 300 nm 程度のスポット状にした. Fig. 1 に $f_{\text{rf}}=3$ GHz の連続波の rf 磁場を印加時した際の XMCD の dc 磁場 H_{dc} に対する変化を示す. $H_{\text{dc}}=2.2$ kOe 付近を極小とする強磁性共鳴に起因するディップが観測され, AHE の結果とも一致した. 非対称のディップ形状は大振幅の歳差運動による foldover 効果によるものである. 次に, 高周波磁場を幅 100 ns, 振幅立ち上がり時間約 3 ns, 繰り返し周波数 208 kHz のパルス状とし, rf 磁場の印加開始に対する X 線パルス (幅 80 ps) 入射の遅延時間 Δt を変化させることで, 磁化の時間変化を測定した. なお, X 線の照射位置はドット中心から 1 μ m 外側とした. Fig. 2 に $H_{\text{dc}}=2.2$ および 2.3 kOe の場合の磁化の時間依存性を示す. いずれも Fig. 1 に示したディップの極小値近傍の条件であるものの, その時間依存性には大きな違いが見られた. 特に, $H_{\text{dc}}=2.2$ kOe の場合は飽和値に達するまでに rf 磁場の立ち上がり時間に比べて一ケタ程度長い 30 ns を要しており, 大振幅の歳差運動の励起速度が強い磁場依存性を持つことを示唆している.

参考文献 [1] M. Suzuki *et al.*, PRB 72, 054430 (2005)

謝辞 本研究の一部は, 文科省「物質・デバイス領域研究アライアンス」および科研費, JST「戦略的イノベーション創出推進プログラム(S-イノベ)」ならびに SRC からの援助の下行われた.

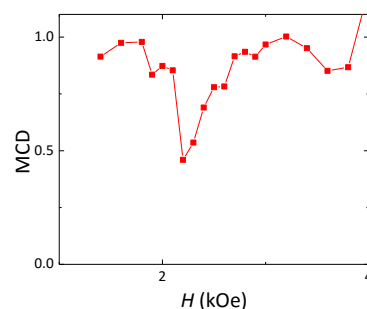


Fig. 1 Pt-L₃ edge XMCD signal of a single Co/Pt multilayer dot as a function of dc field measured under application rf fields ($f_{\text{rf}}=3$ GHz).

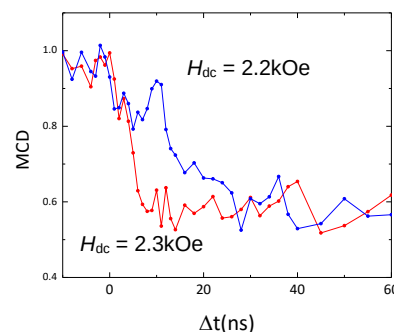


Fig. 2 MCD signals of a Co/Pt multilayer dot after application of rf field as a function of delay time Δt under dc field $H_{\text{dc}}=2.2$ and 2.3 kOe.

Kr⁺イオンを照射した L1₀-MnGa 膜の時間分解磁気光学 Kerr 効果

加納秀紀, 加藤剛志, 大島大輝, 高橋茂樹*, 園部義明*, 岩田聡

(名大, *サムスン日本研究所)

Time-resolved magneto-optical Kerr effect of L1₀-MnGa films irradiated with 30 keV Kr⁺ ions

H. Kano, T. Kato, D. Oshima, S. Takahashi, Y. Sonobe, S. Iwata

(Nagoya Univ., *Samsung R&D Institute Japan)

はじめに

我々はこれまでに Kr⁺イオンを照射することで MnGa 膜の構造を L1₀ 相から A1 相に相変化させ、強磁性から非磁性に遷移できること、および局所的にイオン照射することで表面平坦性を変化させずに微細な磁気パターンを形成できることを報告してきた¹⁾。今回はイオン照射により強磁性から非磁性に遷移する過程の MnGa 膜の磁化歳差運動を時間分解磁気光学 Kerr 効果 (TRMOKE) により調べたので報告する。

実験方法

マグネトロンスパッタ法により, SiN (40 nm) / MnGa (50 nm) / Cr (10 nm) / MgO(001) を作製した。MnGa 層は Mn₆₀Ga₄₀ と Mn₄₀Ga₆₀ ターゲットを同時スパッタすることで作製した。成長温度は 200°C であり, 成長後, 400°C, 30 min の熱処理をすることで, L1₀ 規則化を行った。イオン注入装置により, 30 keV に加速した Kr⁺ イオンを $0.5 \sim 2.0 \times 10^{13}$ ions/cm² の範囲で照射した。TRMOKE はパルス幅 500 fsec の高パワーファイバーレーザーを用いたポンプ-プローブ光学系により測定した。波長 1040 nm のポンプ光と第二高調波 (520 nm) のプローブ光をサンプル上に集光することで TRMOKE 測定を行った。なお, 測定中に印加した最大磁場は 14 kOe である。

実験結果および考察

MnGa 膜の TRMOKE 信号には磁化の歳差運動に起因する減衰振動が観測された。外部磁界を 8 ~ 14 kOe と変化した際の減衰振動を関数 $e^{-t/\tau} \sin \omega t$ でフィッティングすることで角周波数 ω と緩和時間 τ の印加磁界依存性を見積もった。 ω の印加磁界依存性を文献 2) の式でフィッティングし, 異方性磁界 H_k と g 係数を導出した。また, $\tau - \omega$ 直線の傾きから Gilbert ダンピング定数 α を見積もった。見積もった H_k , α のイオン照射両依存性を Fig. 1 に示す。なお, ここで g 係数は $g = 2.0 \sim 2.1$ となった。イオン照射前の MnGa は異方性磁界 $H_k = 21$ kOe となり, L1₀-MnGa の磁化曲線より見積もった値と良く一致している。ダンピング定数 α は, $\alpha = 0.011$ となり, 文献 3) の値に比べ若干大きな値となった。イオン照射した MnGa では, H_k は照射量によらず 20 kOe 程度の値となった。一方, ダンピング定数は 0.5×10^{13} ions/cm² の照射で $\alpha = 0.06$ 程度まで増加し, 更にイオン照射量を増加してもほぼ一定の値となった。我々はイオン照射した MnGa 膜は強磁性の L1₀ 相と非磁性の A1 相が共存した構造となっていると考えており, このような微細構造の不均一性により, イオン照射後の MnGa のダンピング定数が増加したと考えている。

本研究は Samsung Global MRAM Innovation Program の支援を受けて行われた。

参考文献

- 1) D. Oshima *et al.*, IEEE Trans. Magn., **49**, 3608 (2013).
- 2) H. Suhl. Phys. Rev., **97**, 555 (1955).
- 3) S. Mizukami *et al.*, Phys. Rev. Lett., **106**, 117201 (2011).

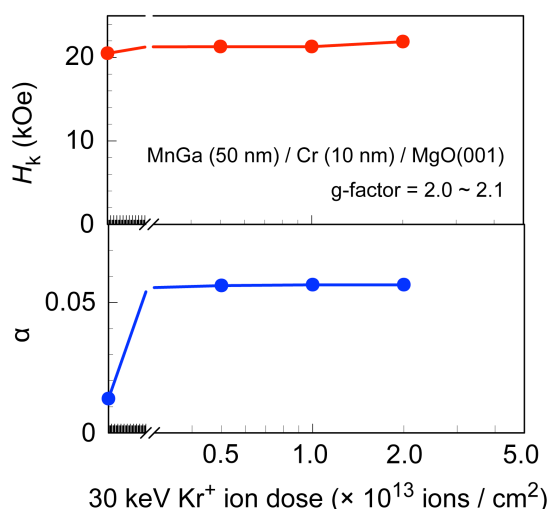


Fig. 1 Kr⁺ ion dose dependences of anisotropy field H_k and effective damping constant α of irradiated MnGa films.

Fe_{1-x}Co_x 薄膜における磁化ダイナミクスの Co 組成依存性

遠藤 恭, 大野 慎也, 宮崎 孝道, 島田 寛 (東北大工)

Change in Magnetization Dynamics of Fe_{1-x}Co_x Thin films with Co Concentrations

Yasushi Endo, Shinya Oono, Takamichi Miyazaki, Yutaka Shimada (Tohoku Univ.)

はじめに 磁性薄膜における磁化の高周波磁界応答 (磁化ダイナミクス) は磁化の歳差運動をともなう磁化反転過程を表し, 磁気物性からスピントロニクスデバイス応用まで幅広い分野において盛んに研究されている. この磁化ダイナミクスを理解する上で, そのダンピング定数 (α) は主要なパラメータのひとつである. しかしながら, α の性質については未だ不明確な点が多く, 磁気異方性や磁気ひずみなどの他の磁気パラメータとの相関関係を実験的に詳細な検討をした例は少ない¹⁻³⁾. 我々のグループでは, これまでの研究において Ni_xFe_{1-x} 薄膜の α と磁気ひずみとの相関関係を明確にできた³⁾. 本研究では, 磁性薄膜として新たに高飽和磁化を有する Fe_{1-x}Co_x 膜を選択し, 磁界掃引型 CPW-FMR 測定法により Fe_{1-x}Co_x 薄膜における α の Co 組成 (x) 依存性について検討した.

実験方法 Fe_{1-x}Co_x 薄膜に関しては, DC マグネトロンスパッタを用いて作製した. その膜構成は, 熱酸化 Si 基板上に製膜した 3-10 nm 厚の Fe_{1-x}Co_x ($0.30 \leq x \leq 0.50$) 薄膜である. CPW に関しては, フォトリソグラフィ, DC マグネトロンスパッタおよびリフトオフ法を用いて作製した. その膜構成はガラス基板 (厚さ: 550 μm , 比誘電率 ϵ_r : 7.0) 上に製膜させた Cr (5 nm)/Cu (300 nm)/Cr (5 nm) 積層膜であり, その形状は一端が終端された 1 ポート型形状である. また, CPW の線路長, 信号線幅, グラウンド線幅および信号線とグラウンド線間のギャップ幅は 500, 50, 88 および 12 μm とした.

作製した Fe_{1-x}Co_x 薄膜の結晶構造解析には透過型電子顕微鏡 (TEM) を, その組成分析にはエネルギー分散型 X 線分光法 (EDX) を用いた. なお, Co 組成の異なる Fe_{1-x}Co_x 薄膜の結晶構造に関しては, Co 組成に関係なく (110) 配向した bcc 多結晶膜である. また, 磁気特性に関しては, 試料振動型磁力計 (VSM) と磁界掃引型 CPW-FMR 測定法⁴⁾を用いた.

結果 10 nm 厚の Fe_{1-x}Co_x 薄膜における飽和磁化 ($4\pi M_s$) と飽和磁界 (H_s) の Co 組成 (x) による変化を図 1 に示す. 飽和磁化は Co 組成の増加にともない緩やかに増加し, $x > 0.45$ で減少する. この挙動はバルクの Co 組成による変化と類似している. また, 飽和磁界は $x \leq 0.40$ ではほぼ一定であり, $x > 0.40$ では増加する.

図 2 は磁界掃引型 CPW-FMR 測定により求めた 10 nm 厚の Fe_{1-x}Co_x 薄膜における α の Co 組成 (x) 依存性である. α は Co 組成に依存している. すなわち, $x \leq 0.40$ の Co 組成では, α はほぼ一定でそれらの値はおおよそ 0.012–0.015 である. 一方, $x > 0.40$ の Co 組成では, α は大幅に増加後に減少し, それらの値は 0.035–0.038 である. この挙動は磁気エネルギーの Co 組成による変化と類似していて, $x=0.40$ 付近の Co 組成を境にして双極子相互作用の強さが変化することによって考えられる.

謝辞 本研究は科研費基盤研究 (B) (No. 26289082), 情報ストレージ研究推進機構 (SRC) の協力のもとで行われた.

参考文献 1) S. E. Russek *et al.*, J. Appl. Phys. 91, 8659 (2002)., 2) R. Bonin *et al.*, J. Appl. Phys. 98, 123904 (2005)., 3) Y. Endo *et al.*, J. Appl. Phys. 109, 07D336 (2011)他., 4) 遠藤他, 第 39 回日本磁気学会学術講演概要集, 124 (2015).

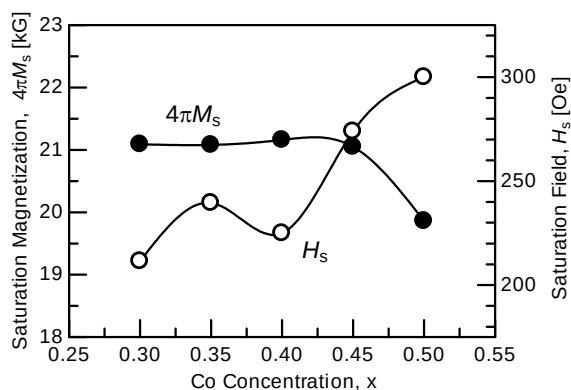


FIG.1. Change in $4\pi M_s$ and H_s of 10-nm thick Fe_{1-x}Co_x thin film with Co concentration (x).

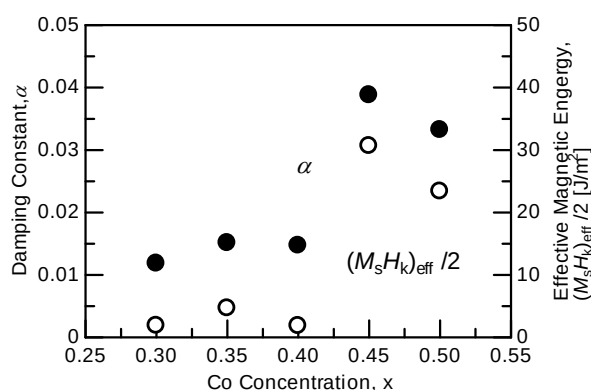


FIG.2. Dependence of α and effective magnetic energy of 10-nm thick Fe_{1-x}Co_x thin film as a function of Co concentration (x).

Influence of the transition metal sublattice in $\text{Gd}_{23}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{77}$ amorphous alloys for the laser induced magnetization reversal

S. El Moussaoui¹, H. Yoshikawa², T. Sato³, A. Tsukamoto¹

(¹College of Science and Technology, Nihon Univ., ²Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ., ³College of Industrial Technology, Nihon Univ.)

For about two decades, several research projects have demonstrated that it is possible to tune the magnetic order in Rare Earth-Transition Metal (RE-TM) amorphous alloys using a femtosecond laser radiation^{1,2)}. This novelty has excited the magnetic recording industry as it gives the possibility to write information at unprecedented speeds. Furthermore, the RE-TM amorphous alloys are ferrimagnetic and exhibit an out-of-plane magnetic anisotropy and their magneto-optical properties can be controlled during the fabrication process. However, if the obtainment of the magnetization reversal is now well established, its fundamental mechanisms are still not clear.

In this paper, we will focus on the influence of the TM sublattice during the magnetization reversal process. In particular we would like to address the importance of the exchange interaction in the GdFeCo amorphous alloys and how it influences the magnetization dynamics within these materials.

In order to do that, $\text{Gd}_{23}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{77}$ thin films, where the composition x was varied, have been fabricated by magnetron sputtering technique. Their magnetic properties have been investigated using SQUID-VSM, MOKE and pump probe techniques. The measurements showed that, when changing the TM composition while keeping the Gd composition fixed at 23 atomic percent, the properties of the sample are gradually modified. For instance, the variation of the compensation point in function of the TM composition is a direct signature of the relative changes between the RE and the TM magnetic moments therefrom the change of the exchange interaction between the two sublattices. As a consequence, the laser induced demagnetization has revealed a different demagnetization dynamics between the thin films (fig. 1) and a large difference of the oscillation frequency and the damping parameter during the recovery time as represented in the graph of figure 2. These findings, which will be developed during the talk, are important towards the understanding of the interaction between the two sublattices and the laser induced demagnetization in RE-TM alloys.

Reference

- 1) C. D. Stanciu et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 047601 (2007).
- 2) T.A. Ostler et al., Nature comm. **3**, 666 (2012).

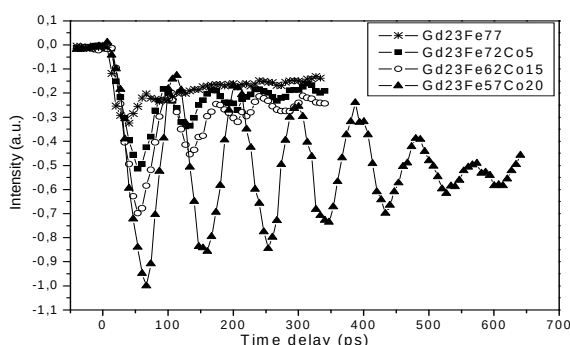


Fig.1. Magnetization dynamics after an ultrashort laser radiation in various GdFeCo thin films measured at RT under an external applied magnetic field of 280 mT.

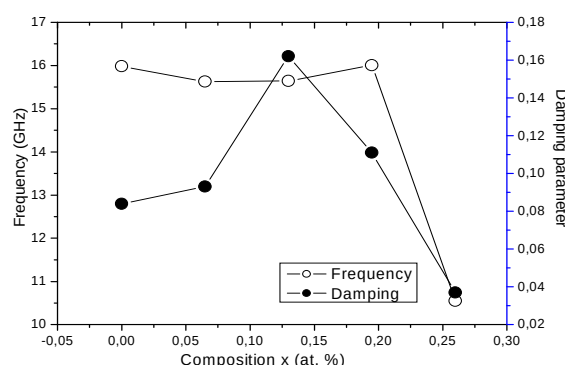


Fig.2 Gilbert damping parameter and oscillation frequency in $\text{Gd}_{23}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{77}$ with the variation of x as deduced from RT pump-probe measurements.

Acknowledgement This work is partially supported by MEXT-Supported Program for the Strategic Research Foundation at Private Universities 2013-2017 and Grant-in-Aid for Scientific Research on Innovative Area, “Nano-Spin Conversion Science” (Grant No. 26103004).

高密度ナノ磁性微粒子上連続磁性膜磁気緩和特性の増大検討

二川康宏¹, 吉川大貴¹, 塚本新²

(¹ 日本大学大学院理工学研究科, ² 日本大学理工学部)

Enhancement of magnetic relaxation in nano grain/continuous magnetic structure

Yasuhiro Futakawa¹, Hiroki Yoshikawa¹, Arata Tsukamoto²

(¹ Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ.,

² College of Science and Technology, Nihon Univ.)

はじめに

磁場印可で誘起される歳差運動を伴う磁化反転は、不揮発で書き換え可能な磁気記録を律則する物理現象である。本現象には反転の高速化を妨げる物理的限界(強磁性共鳴限界)が存在する。そこで現在、歳差運動の減衰を示す Gilbert 減衰定数 α が大きい磁性材料の探索が検討されている。しかし、磁気記録に要求される物性値は α だけではなく、記録材料を変えずに α を大きく変えることが望まれる。

α が大きいとは、歳差運動の減衰が大きいことを意味し、磁気的エネルギーの空間的な緩和が大きいことを示す。基本となる磁性膜に対し付加的磁気構造による磁気緩和特性制御を図る。高密度、高 K_u な磁気記録材料として研究されている高い一軸磁気異方性を持った $L1_0$ -FePt では、ナノ微粒子上にて高い磁気異方性、磁化を保磁可能であり、 $\alpha \cong 0.2$ という大きな値を持つことが報告されている。^[1] 本報告では、微細な磁気的不均一による磁気緩和特性増大を図り、GdFeCo 連続薄膜を対象とし、高密度な磁気特性の大きく異なるナノ磁性微粒子との交換結合を用いた連続/微粒子交換結合膜につき検討する。高い一軸磁気異方性 K_u を有し、平均粒径約 8nm、面積占有率約 10% の高密度 FeCuPt ナノ孤立磁性微粒子を下地層として用い、磁化補償点近傍において Gilbert 減衰定数 α の急峻な増大が報告されている GdFeCo フェリ磁性合金薄膜^[2] の作製を行い、その磁気的特性について検討を行った。

実験方法

測定試料には、熱酸化 Si 基板上にマグネトロンスパッタ法により、Fe, Cu, Pt を総積層膜厚 $t = 1.25\text{nm}$ 成膜後、急速昇温熱処理を行い作製した FeCuPt ナノ孤立磁性微粒子上に、同じくマグネトロンスパッタ法を用いて GdFeCo 磁性薄膜を成膜した SiN(60nm) / GdFeCo(20nm) / FeCuPt ナノ孤立磁性微粒子 / SiO_x / Si sub. を用いた。試料に対し、試料振動型磁力計を用いて試料全体の磁化を測定、磁気異方性の評価を行った。また、磁気光学 Kerr 効果を用いて、Fe 元素の磁化状態の測定を行った。

実験結果

Fig.1 に $\pm 1\text{T}$ の磁場印可時の磁気光学応答曲線を、Fig.2 に膜面垂直方向、膜面水平方向へ $\pm 7\text{T}$ の磁場を印可した際の磁化曲線を示す。Fig.1 より、単層膜において角形比の良い垂直磁気特性を有するが、FeCuPt 下地を導入することで面内磁気特性に変わることが分かる。Fig.2 より、FeCuPt 下地を有する膜に対する、膜面垂直及び面内磁化特性の比較から、角形比の良い面内磁化膜となっていることが確認された。GdFeCo 単層膜においては比較的広い合金組成範囲においても、このような面内磁化特性は得られておらず、結合界面面積が 10% 程度にも関わらず下地ナノ微粒子群との磁気結合により磁気特性を変えることが可能である事を示している。当日は、動特性についても報告する。

謝辞

本研究の一部は平成 25~29 年度文部科学省私立大学戦略的基盤形成事業(S1311020)、平成 26~30 年度文部科学省科学研究費補助金「新学術領域研究(研究領域提案型)」ナノスピン変換科学、情報ストレージ研究推進機構の助成により行った。

参考文献

1. J. W. Kim, H. S. Song, H. W. Jeong, K. D. Lee, J. W. Sohn, T. Shima, and S. C. Shin: Appl. Phys. Lett. 98 (2011) 092509.
2. C. D. Stanciu, A. V. Kimel, F. Hansteen, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Phys. Rev. B 73, 220402, (2006).

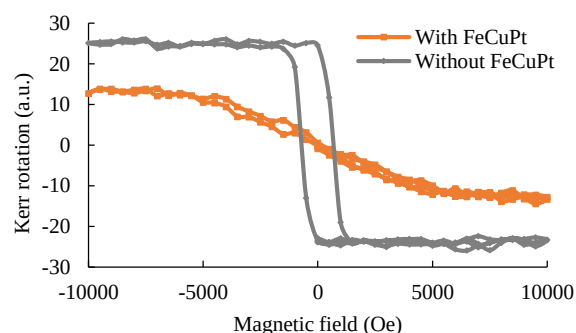


Fig.1 Magnetic hysteresis loop measured by MOKE

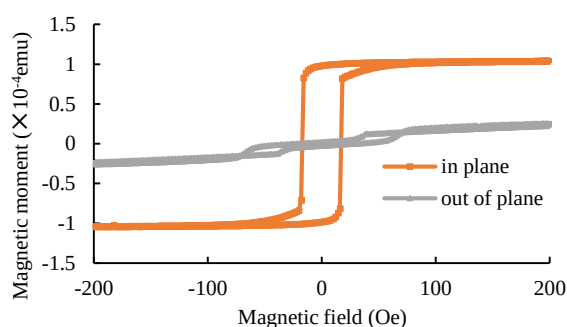


Fig.2 Magnetic hysteresis loop measured by VSM

全光型磁化反転の GdFeCo 層隣接 3d 遷移金属依存性

吉川大貴¹, Souliman El Moussaoui², 寺下進之佑¹, 植田涼平¹, 塚本新²

(¹ 日本大学大学院理工学研究科, ² 日本大学理工学部)

All – optical magnetization switching in GdFeCo on the different metallic layers

Hiroki Yoshikawa¹, Souliman El Moussaoui², Shinnosuke Terashita¹, Ryohei Ueda¹, Arata Tsukamoto²

(¹ Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ., ² College of Science and Technology, Nihon Univ.,)

序論: 数十フェムト秒の超短パルス光をフェリ磁性薄膜に照射することで全光型磁化反転現象(All – Optical magnetization Switching: AOS)を誘起することができる。AOS は各副格子のスピンダイナミクスの差異に起源を有し、従来型の磁場駆動による磁化反転とは誘起原理が異なり、外部磁場を要せず複雑な初期磁区構造に対しても反転できることを特徴としている¹⁾。また、同磁性層を有しながらも隣接層構成の異なる試料群、磁性層膜厚の異なる試料群において、電子・スピン・格子の各系・系間の非断熱的エネルギー散逸過程が顕在化する fs ~ 数十 ps の時間領域での磁気光学応答および AOS による形成磁区評価による検討から、金属薄膜における AOS はサブ ps での電子系の膜厚方向へのエネルギー散逸が重要であることを明らかにした²⁾。本稿では更に電子系のエネルギー散逸と AOS の関係を検討するために、3d 遷移金属系隣接層の異なる GdFeCo フェリ磁性薄膜の試料群に対し、同様に超短パルス光照射による形成磁区サイズの照射光強度依存性を評価し、AOS と電子系内での空間的エネルギー散逸に関する検討を行った。

実験方法: Magnetron Sputtering 方式により作製した SiN(60 nm) / Gd₂₅ Fe_{65.6} Co_{9.4} (10 nm) / { Gd₂₅ Fe_{65.6} Co_{9.4}, Al₉₀Ti₁₀, Cu} (5 nm) / SiN (5 nm) / glass sub. 薄膜に中心波長 800 nm パルス幅 90 fs(半値全幅)のガウシアンレーザー光を膜面側より照射することにより室温にて磁化反転を誘起し、形成磁区を偏光顕微鏡の磁気光学像にて観察する。

実験結果: Fig.1 に上記超短単一パルス光を各試料(横軸)に照射し形成される磁区サイズ(円面積)を各照射光強度毎(縦軸)に示す。いずれの試料でも AOS 形成磁区サイズは照射光強度に一意に対応し、隣接層が GdFeCo, AlTi, Cu の順に反転エネルギー密度閾値が小さくなる。磁性層の主成分であり、3d 遍歴電子系である Fe の電子比熱は 5 mJ / mol K Co は 4.7, Al は 1.35, Ti は 3.5, Cu は 0.688 である³⁾。AOS は非平衡なエネルギー散逸過程に起因する現象であるが、サブ ps での電子系による極短時間でのエネルギーの過渡的平衡化を仮定するならば、本結果は先の電子比熱の大小に対応する。電子比熱が小さい金属(Cu)では大きい金属に比べ同温度に到達するために消費するエネルギーが小さい。すなわち、磁性層に与えられるエネルギーが大きくなることになる。以上より、AOS により金属層内で電子比熱に準ずる様なサブ ps という極短時間の電子系によるエネルギー分配・散逸が示唆された。

謝辞: 本研究は平成 25~29 年度文部科学省私立大学戦略的基盤形成支援事業(S1311020) および平成 26~30 年度文部科学省科学研究費補助金 新学術領域研究 (研究領域提案型) ナノスピン変換科学(Grant No. 26103004)の助成を受けて行った。

参考文献

- 1) T. A. Ostler, J. Barker, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Feseko, S. El. Moussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L. J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D. Afanasiev, B.A. Ivanov, A.M.Kalashnikova, K. Vahaplar, A. Kirilyuk, Th. Rasing and A. V. Kimel: *Nature Comm* **1666**, 3:666 (2012).
- 2) H. Yoshikawa, S. El. Moussaoui, S. Terashita, R.Ueda, and A. Tsukamoto: *Jpn. J. Appl. Phys.* (2016) accepted.
- 3) 日本金属学会編: “改訂 4 版 金属データブック”, (丸善出版, Japan, 2004) p 17. [in Japanese]

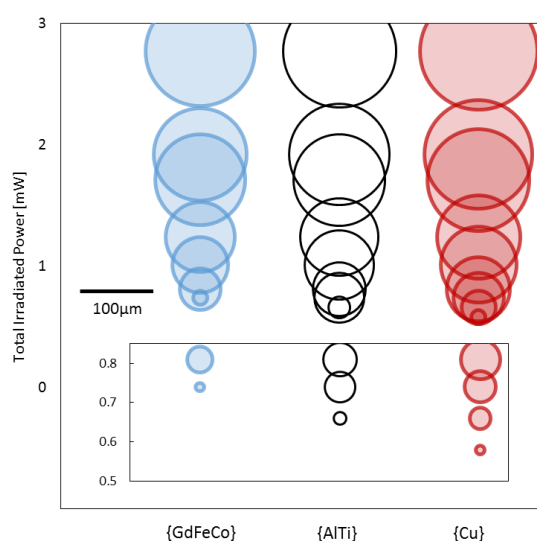


Fig. 1 The layer dependence of created domains sizes by AOS in the films SiN(60 nm) / Gd₂₅ Fe_{65.6} Co_{9.4} (10 nm) / { Gd₂₅ Fe_{65.6} Co_{9.4}, Al₉₀Ti₁₀, Cu} (5 nm) / SiN (5 nm) / glass sub.

スピン波デバイス応用に向けた Mn 基ホイスラー合金 エピタキシャル薄膜の作製および磁気特性評価

○福田健二, 大兼幹彦, 安藤康夫
(東北大院工)

Fabrication and characterization of Mn-based Heusler epitaxial thin films for spin-wave devices

○K. Fukuda, M. Oogane, and Y. Ando
(Tohoku Univ.)

はじめに

スピン波をキャリアに用いて情報演算を行うスピン波デバイスは、低消費電力動作の観点から近年注目を集めている。スピン波はダンピング定数が小さい材料で長距離伝搬するため、低ダンピング定数を有すると考えられるホイスラー合金は有望である。なかでもフェリ磁性体である Mn 基ホイスラー合金は、強磁性材料に比べて群速度が大きくなり、より長距離伝搬が期待される。しかし、Mn 基ホイスラー合金のダンピング定数は系統的に調べられていない。本研究では、マグネトロンスパッタ法を用いて高規則度を有する Mn_2VAl エピタキシャル薄膜を作製し、結晶構造および磁気特性を評価した。

実験方法

超高真空マグネトロンスパッタリング法により、 MgO (001) sub. / Mn_2VAl (50 nm), $T_s = 300\text{--}700^\circ\text{C}$ / Ta (3 nm) の膜構造の試料を作製した。結晶構造、磁気特性、ダンピング定数を、それぞれ XRD, VSM, 強磁性共鳴 (FMR) を用いて評価した。

実験結果

Fig. 1 に Mn_2VAl の L_{21} 規則度 $S_{L_{21}}$ と飽和磁化 M_s の T_s 依存性を示す。 $T_s = 500\text{--}600^\circ\text{C}$ で $S_{L_{21}} > 0.5$ の高い規則度と $M_s > 200$ emu/cc の高い飽和磁化を有する試料が得られた。これらの値は、同じ材料・膜構造における先行研究での値 $S_{L_{21}} \sim 0.45$, $M_s \sim 150$ emu/cc [1] より高く、飽和磁化はバルク値の 300 emu/cc に近いことから高品位な試料が得られたことを確認した。また、Fig. 2 に有効ダンピング定数 α_{eff} の T_s 依存性を示す。 α_{eff} は $T_s = 500^\circ\text{C}$ で最小値をとるが、その値は約 0.1 であり、理論値の $\alpha \sim 4 \times 10^{-3}$ [2] より遥かに高いものだった。磁化曲線の角形性が悪かったことから、ダンピング増大の原因は、磁気異方性分散などの薄膜内の磁気的不均一性の影響が大きかったことが考えられる。

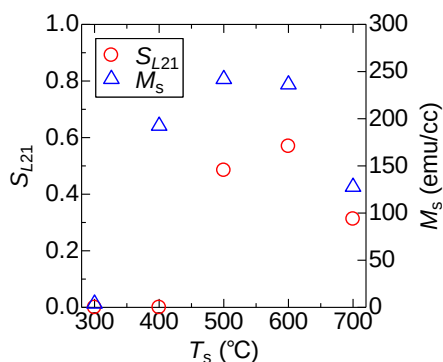


Fig. 1 L_{21} 規則度 $S_{L_{21}}$ と飽和磁化 M_s の T_s 依存性

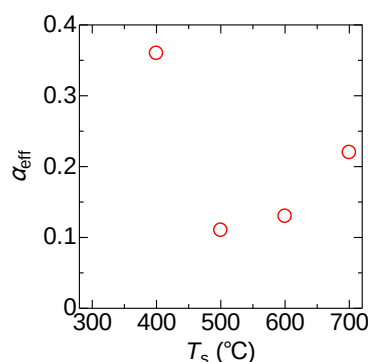


Fig. 2 有効ダンピング定数 α_{eff} の T_s 依存性

謝辞

本研究の一部は、科学研究費補助金基盤 S (No.24226011) 及び東北大学マルチディメンジョン物質理工学リーダー養成プログラムの支援を受けて行われた。

参考文献

- [1] T. Kubota *et al.*, J. Magn. Soc. Jpn., **34**, 100-106 (2010).
- [2] J. Chico *et al.*, arXiv : 1604.07552v1 (2016).

スピン波励起のための長距離伝搬型表面プラズモン 及び金属アンテナ

吉原颯汰、松本拓也、芦澤好人、中川活二

(日本大学)

Long range surface plasmon and metallic antenna for spin wave excitation

Souta Yoshihara, Takuya Matsumoto Yoshito Ashizawa, and Katsuji Nakagawa

(Nihon University)

はじめに

近年、次世代電子デバイスに応用するためにスピン波の研究が活性化している。スピン波とは磁気モーメントの歳差運動が交換結合し伝搬する波であり、光によっても励起・伝搬することが確認されている¹⁾。しかし、光には回折限界があるため、高集積化に向けて回折限界以下に集光することが可能な表面プラズモンポラリトン(Surface Plasmon Polariton: SPP)による局所スピン波励起が必要である。そこで本報告では計算機シミュレーションを用いて、表面プラズモンの長距離伝搬モード(Long Range Surface Plasmon: LRSP)励起の検討、及び伝搬した SPP による近接場光励起の検討を行った。

SPP の長距離伝搬モードの解析

まず、励起用の SPP を遠方まで伝搬するための伝搬構造を検討した。シミュレーションモデルを Fig. 1 に示す。解析には Finite-Difference Time-Domain 法を用いた。層構成は、Ta₂O₅ (1,000 nm) / Al₂O₃ (400 nm) / Au (t_{Au} nm) / Al₂O₃ (400 nm)とした。光源は Ta₂O₅ 領域に 1,500 nm 四方の大きさで配置し、振幅 1 V/m、真空波長 780 nm の TM 波を Ta₂O₅ / Al₂O₃ 界面にて全反射するように、入射角 60° で入射し、Al₂O₃ / Au 両界面に SPP を励起した。Al₂O₃ 層厚を 400 nm とし、Au 薄膜厚を $t_{Au} = 20, 30, 40, 50$ nm として LRSP が効率良く伝搬する条件を調べた。ピーク値で規格化した $t_{Au} = 20, 30$ nm における電界強度二乗値の時間平均を Fig. 2 に示す。図中には電界の z 方向成分を濃淡で示す。SPP は Au 薄膜の両界面に励起している。電界分布の符号が両界面で等しいことから、Au 薄膜に LRSP が励起していることが確認できる。 $1/e^2$ で定義される伝搬長は $t_{Au} = 30$ nm が最大を示したが、距離 30 μ m 以上では $t_{Au} = 20$ nm が高い強度を示した。

SPP を用いた近接場光励起

上記で示した $t_{Au} = 20$ nm における伝搬する SPP の近傍に配置して近接場光励起を行うプラズモンアンテナのアンテナ長について検討した。シミュレーションモデルを Fig. 3 に示す。層構成は Ta₂O₅ (1,000 nm) / Al₂O₃ (400 nm) / Au (20 nm) / Al₂O₃ (140 nm) / Y₃Fe₅O₁₂ (YIG) (40 nm) / Gd₃Ga₅O₁₂ (500 nm)とし、YIG 上の Al₂O₃ 内に三角形の Au アンテナを埋設した。アンテナの長手方向の長さを $l_h = 50, 100, 150, 200, 300, 400$ nm に設定し解析を行った。アンテナ先端の電界強度二乗値の時間平均の l_h 依存性を Fig. 4 に示す。 $l_h = 200$ nm の時、先端部の電界強度が最大になった。この 200 nm は、伝搬する SPP の波長約 420 nm の半分程度であるためと考えられる。

謝辞

本研究の一部は、平成 25～29 年度文部科学省私立大学戦略的研究基盤形成支援事業(S1311020)の助成を受けて行われた。

参考文献

- 1) Takuya Satoh, Yuki Terui, Rai Moriya, Boris A.Ivanov, Kazuya Ando, Eiji Saitoh, Tsutomu Shimura & Kazuo Kuroda, *Nature Photonics* **6**, 662–666 (2012).

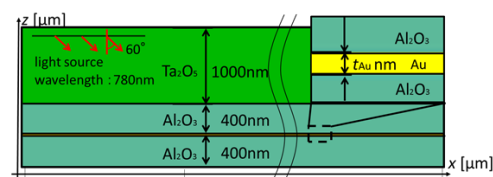


Fig. 1 Simulation model.

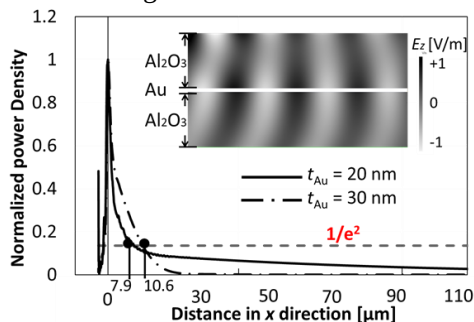


Fig. 2 Normalized power density as a function of distance on x direction, and distance of z-component electric field.

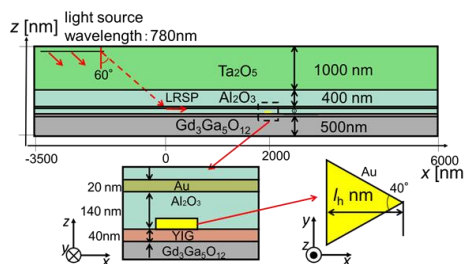


Fig. 3 Simulation model.

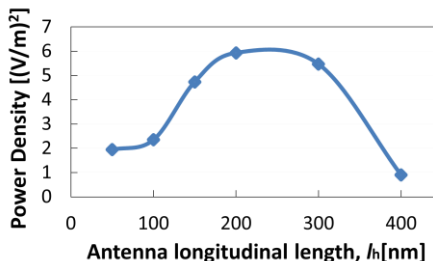


Fig. 4 Changes in power density with respect to antenna length.

イットリウム鉄ガーネットを用いた 三端子スピン波位相干渉素子の励磁場安定性の向上

金澤直輝¹, 後藤太一^{1,2}, 高木宏幸¹, 中村雄一¹, ロス キャロライン³,
グラノフスキー アレクサンダー⁴, 関口康爾^{2,5}, 井上光輝¹
(¹豊橋技科大, ²JST さきがけ, ³マサチューセッツ工科大, ⁴モスクワ大, ⁵慶応大)

Development of magnetically stable spin-wave interferometer using yttrium iron garnet

N. Kanazawa¹, T. Goto^{1,2}, H. Takagi¹, Y. Nakamura¹, C. A. Ross³, A. B. Granovsky⁴, K. Sekiguchi^{2,5}, M. Inoue¹

(¹Toyohashi Univ. of Tech., ²JST PRESTO, ³MIT, ⁴Moscow State Univ., ⁵Keio Univ.)

はじめに

スピン波は、原理的に膜厚を制御することで波長を数十ナノメートルにまで短縮可能で、微細な位相干渉ロジック回路が作製可能と考えられており、これまでの CMOS を用いた演算素子のデザインルールに縛られない素子の開発が期待されている。特に、集積化の観点から、面内異方性の小さい前進体積波モードのスピン波を用いる事が望まれており、我々は、反射波による不要な共振を抑圧する為、導波路端部に吸収体として金を堆積させる手法を提案した¹⁾。本稿では、これをデバイス設計に反映する為、その効果や設計手法に関して詳細に解析し、磁場外乱中においても極めて安定性よく干渉状態を維持できる干渉器を作製した。

実験方法

導波路として、長さ 16 mm、幅 1 mm、膜厚 18 μm のイットリウム鉄ガーネット (YIG) 膜を利用する。静磁近似を基に、表面に金を形成した際の分散関係を導出し、その膜厚依存性や周波数依存性を調べた。また、有限要素解析により、導波路構造を用意し、吸収体に適した金薄膜の構造を検証した。これに基づき、実際に導波路を加工し、導波路表面に RF マグネトロンスパッタ法を用いて吸収体となる金を堆積させた。これを誘電体基板上に形成された励起回路に設置し、3035–3065 Oe の励磁場を膜面に垂直に印加した。信号発生器により周波数 4 GHz の正弦波信号を、Fig. 1 の EX1 端子と EX2 端子に入力した。EX1 端子に入力する信号の位相を、位相器によって EX2 信号との位相差が同相 (0°, ON 状態) および逆相 (180°, OFF 状態) となるように調整し、磁場依存性を測定した。

実験結果

数値解析の結果、導波路表面の金膜厚が 30 nm まで薄くなると、材料のダンピング定数によらず、損失の大きな波が伝送する事が判明した。有限要素解析により、これを吸収体として端部に適用する事で、従来の導波路 (Fig.1a) と比較して、動作周波数近傍で選択的に反射波が抑圧され、安定した位相面が得られる事が分かった (Fig. 1b)。この結果を基に、実際に加工した導波路を用いて、位相干渉実験を行った結果、実環境を想定した 30 Oe 以上の励磁場の外乱中でも、13 dB 以上の高い ON 状態と OFF 状態の比を保持できる事を実証した。これにより、面内等方性の高い前進体積波を用いた場合でも、極めて安定した論理状態が表現できる事が分かった。

謝辞

本研究の一部は、JSPS 若手研究 (A) No. 26706009, 挑戦的萌芽研究 No. 26600043, 科研費基盤研究 (S) No. 26220902 の助成を受けて行われた。

参考文献

1) 後藤 太一 他, 第 39 回日本磁気学会学術講演会, 名古屋, 9pD-1 (2015)

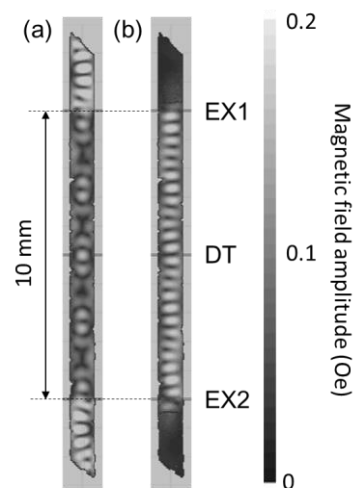


Fig. 1 Simulated spin wave distribution in three-port interferometers (a) without and (b) with Au coating at the edge. EX1 and EX2 ports excite spin waves, and DT port detects the resulting spin wave. Brighter region shows stronger excitation.

交換結合複合膜におけるスピントイスト構造の定在スピン波共鳴特性

牙暁瑞, 大藪周平, 田中輝光, 松山公秀
(九州大学 大学院システム情報科学府)

Standing spin wave resonant properties of spin-twist structure in exchange coupled composite films

X. Ya, S. Oyabu, T. Tanaka, and K. Matsuyama
(ISEE, Kyushu University)

はじめに

近年, hard / soft 交換結合膜の exchange spring 効果を利用したマイクロ磁気デバイスの動作高周波化に関する報告がなされている¹⁾. 本研究では, 磁気異方性の小さい中間層の両側に垂直磁化層を配した交換結合複合膜中に形成されるスピントイスト構造に着目し, そのスピン波動特性について計算機シミュレーションを行った. 交換結合させた構造を利用することで中間層のスピン波共鳴周波数を高周波化し, さらにその周波数を広い範囲で制御できる膜構造および磁気特性について検討した.

計算方法

3 層構造の磁性細線 (垂直磁化層/中間層/垂直磁化層) を想定した計算モデルを Fig. 1 に示す. 上部にスピン波励起用導体を 2 本 (Generator 1, 2), その導体間にスピン波検出コイル (Detection area) を配置している. 本研究では磁性細線を構成する各磁性層の磁気特性および膜厚を変えて, 定在スピン波 (SSW) の共鳴周波数および誘導出力電圧を LLG 方程式の数値計算により求めた. 垂直層および中間層の飽和磁化は共に $M_s = 1000 \text{ emu/cc}$ とし, 垂直層の垂直磁気異方性磁界 $H_k = 20 \sim 30 \text{ kOe}$ とした. 上下の垂直層の磁化を反平行に設定し, 中間層近傍に形成されるスピントイスト構造のスピン共鳴特性についてマイクロマグネティクスシミュレーションを行った.

計算結果

2 本の導体線に逆位相 ($\Delta\phi = \pi$) のマイクロ波交流電流を印加した場合, 電流磁界分布を反映して 2 次モードの定在スピン波が最低次の共鳴モードとなる. 2 次モード共鳴周波数 f_{res} の垂直異方性磁界 H_k に対する依存性を Fig. 2 に示す. 垂直層の異方性磁界は, 上下層共に変化させた場合と下層のみのを変化させた場合の二つ場合について比較した. 上層及び下層の異方性磁界 ($H_{k,b}$, $H_{k,b}$) を共に増大させた場合, 垂直層との交換結合を介して誘起される中間層の交換等価磁界が大きくなり f_{res} が高くなる. 一方 $H_{k,b}$ を 20 kOe に固定し, $H_{k,b}$ のみを変化させた場合, 中間層の実効的な交換等価磁界の変化は小さく, 共鳴周波数はほとんど変化しない.

Fig. 3 (a), (b) は 2 次モード共鳴周波数 f_{res} の上下垂直層の異方性磁界に対する依存性を垂直層厚および中間層厚をパラメータとして示している. Fig. 3 (a) は上下垂直層の膜厚を 12 nm に固定し, 中間層厚を変化させた場合を示す. 中間層厚が薄いほど f_{res} の変化範囲は広くなる. これは中間層厚が交換長よりも薄い場合には中間層全体に交換等価磁界が効率的に作用し, 垂直層による異方性磁界増大の効果が顕著に現れた結果であると推測される. Fig. 3 (b) は中間層厚を 2 nm に固定し, 上下垂直層厚を変化させた場合を示している. 同図から 8 nm 以下の領域では垂直層厚が厚くなるに従って f_{res} の増大範囲が広くなるが, 10 nm 程度以上では膜厚増大による周波数変化の効果は殆ど認められない. これは垂直層において, 磁壁幅と同程度以上中間層から離れた領域は, exchange spring 効果を介した中間層のスピン波共鳴周波数増大への寄与が少ないためと考えられる.

参考文献

- 1) X. Ya, et al, *IEEE Trans. Magn.*, **51** (2015)

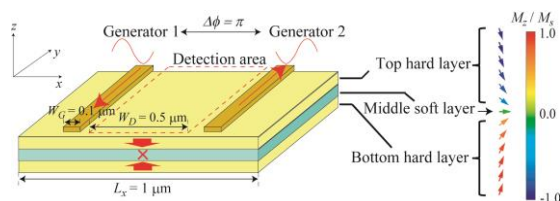


Fig. 1. Schematic of designed exchange-coupled trilayer strips consists of magnetic strip with perp./mid/perp. layers, SW generators and detector, and corresponding magnetization configuration.

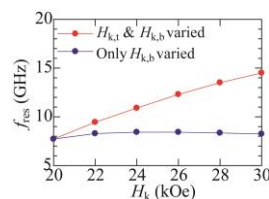


Fig. 2. The dependence of the resonance frequency f_{res} on the perp. layer H_k in the case when H_k for both the hard layers variable and only bottom perp. layer variable.

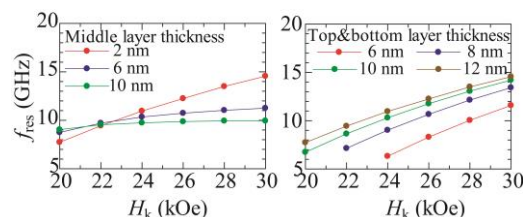


Fig. 3. The dependence of the resonance frequency f_{res} on the perp. layer H_k as a parameter of (a) mid. layer thickness and (b) perp. layer thicknesses.

平行伝送線路を用いたパーマロイカイラル構造のマイクロ波分光

児玉俊之, 草薙勇作*, 岡本聡*, 菊池伸明*, 北上修*, 富田知志, 細糸信好, 柳久雄
(奈良先端大物質, *東北大多元研)

Microwave spectroscopy of single permalloy chiral structure on coplanar waveguide

T. Kodama, Y. Kusanagi*, S. Okamoto*, N. Kikuchi*, O. Kitakami*, S. Tomita, N. Hosoi, H. Yanagi
(GSMS-NAIST, *IMRAM Tohoku Univ.)

はじめに

強磁性カイラル構造では時間反転対称性と空間反転対称性が同時に破れており、磁気カイラル効果[1]が期待できる他、カイラル構造での三次元スピネクスタチにおける共鳴現象も興味深い。我々は、強磁性金属のマイクロサイズのカイラル構造を作製し、キャビティを用いた強磁性共鳴を実験的に調べてきた[2]。より詳細な議論へ向けて、今回は強磁性金属であるパーマロイ ($\text{Fe}_{21.5}\text{Ni}_{78.5}$, Py) のカイラル構造を平行伝送線路上に配置し、周波数掃引でマイクロ波の吸収を調べた。

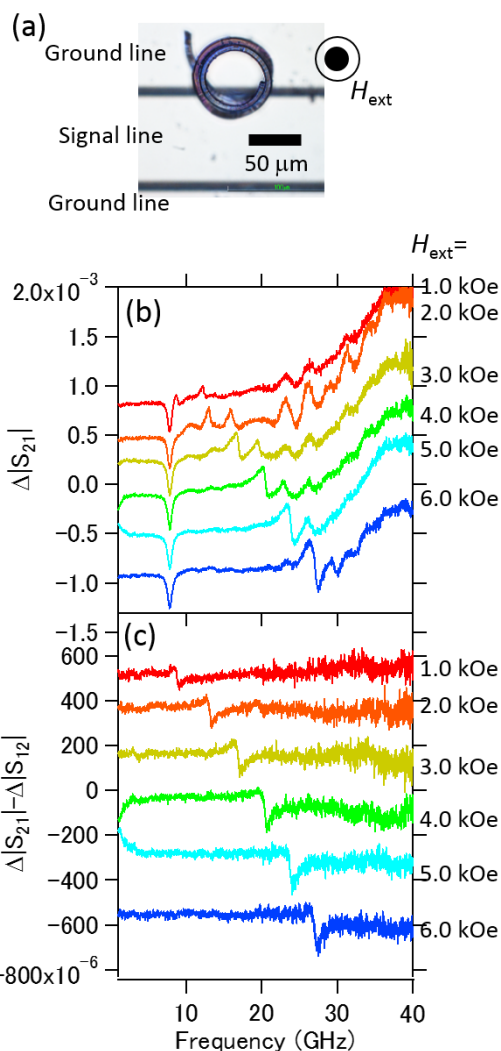
実験方法

応力誘起自己巻上げ法[2]を用いて作製した Py カイラル構造を、図 1 (a) のように信号線路と接地線路を跨ぐように配置した。直流磁場 H_{ext} はカイラル軸に平行に印加し、ベクトルネットワークアナライザを用いて、マイクロ波の透過特性を測定した。

実験結果

直流磁場を印加せずに共鳴が起きていないスペクトルとの差分 $\Delta|S_{21}|$ を図 1 (b) に示す。 $H_{\text{ext}}=2.0$ kOe において 12.9 GHz と 15.8 GHz に見られるピークは直流磁場の増大につれて高周波シフトしていることが分かる。これらは順に、強磁性共鳴およびスピン波共鳴であると考えられる。また磁場の大きさに共鳴周波数が依存しないディップが 7.8 GHz に現れている。低磁場での測定を行ったところ、外部磁場が 0 Oe から 40 Oe の間で、このディップは出現し始めることが分かった。Py カイラル構造を信号線路からはみ出さないように配置した場合は、強磁性共鳴の吸収のみが観測された。

図 1 (c) に $\Delta|S_{21}|$ とは反対方向に透過させたマイクロ波の強度 $\Delta|S_{12}|$ との差分 $\Delta|S_{21}|-\Delta|S_{12}|$ の外部磁場依存性を示す。(b) で得られた強磁性共鳴由来の信号周波数にのみ非相反性が見られる。また図 1 (a) の下側の接地線路と信号線路を跨ぐようにメタ分子を配置すると、(c) に見られたピーク位置とディップ位置が反転した。信号線路から接地線路へはみ出さないようにメタ分子を配置した場合には非相反性は現れなかった。また線路を跨ぐように Py リング試料を配置した場合も、非相反性は得られなかった。以上のことから、線路を跨ぐ配置に加え、三次元構造であることが、今回観測された非相反性の発現には重要な要素であると分かる。



(a) 平行伝送線路上に固定された Py カイラル構造. (b) マイクロ波透過特性の外部磁場依存性. (c) 透過特性の差分の外部磁場依存性

参考文献[1]S. Tomita, et al., *Phys. Rev. Lett.* 113, 235501 (2014).[2]T. Kodama, et al., *Appl. Phys. A.* 122, 1, 41 (2016).

80NiFe 薄膜におけるレーザー励起スピン波伝播の対称性

○上牧 瑛¹, 佐々木 悠太¹, 飯浜 賢志², 安藤 康夫², 水上 成美¹
(東北大学 WPI-AIMR¹, 東北大院工²)

Propagating Symmetry on Pulse-Laser Induced Spin Wave in 80NiFe Thin Films

○A. Kamimaki¹, Y. Sasaki¹, S. Iihama², Y. Ando², S. Mizukami¹
WPI-AIMR, Tohoku Univ.¹, Dept. of Appl. Phys, Tohoku Univ.²

背景

金属薄膜におけるスピン波の研究は、これまでマイクロ波励起の手法を中心に行われてきた。またその励起に関して、高周波電流より生じるマイクロ波の位相を反映して非相反的になるといった報告がある¹⁾。これに対し、より高い時間・空間分解能を有する手法としてパルスレーザー光を用いた pump-probe 法が挙げられる²⁾。この方法では、光パルスの瞬間的な加熱を利用し磁気異方性を変化させることでスピン波を誘起しているが、この非相反性を実験的に観測した報告はこれまで無く、その励起メカニズムを明らかにすることが基礎的な観点から重要である。そこで本研究では、80NiFe(Py)薄膜に対し pump-probe 法を用いたスピン波伝播の評価を行い、その励起や伝播における空間対称性を調べた。

実験方法及び結果

測定に用いた Py 薄膜はマグネトロンスパッタリング法により作製し、膜厚は $d = 20$ nm とした。また、スピン波伝播の測定には時間・空間分解磁気光学カー効果(Space-and-Time Resolved Magneto-Optical Kerr Effect; STR-MOKE)を用いた。この系の模式図を図 1 に示す。Pump 及び probe 光の波長はそれぞれ約 400, 800 nm であり、その強度をそれぞれ 7, 3 mW とした。外部印加磁場の大きさは $H_0 = 0.3$ T とし、膜面直からの磁場角度を $\theta_H = 10$ deg. とした。この磁場と直交する x 軸上で probe 光位置を変化させた際の測定結果を図 2 に示す。カー回転角の変化 $\Delta\theta_K$ は熱による寄与を除いた値とし、 $\pm x$ 方向で対称的に伝播している。これは、熱的に励起された静磁表面波(Magneto-Static Surface Wave; MSSW)が対称的であり、マイクロ波励起の実験で生じる非相反性を持たないことを示す。この薄膜を用いたスピン波伝播の詳細とその伝播特性を当日議論する。

謝辞

本研究は、科研費新学術領域「ナノスピン変換科学」(N0. 26103004), GP-Spin Program ならびにスピントロニクス学術連携研究教育センターの支援を受けた。

参考文献

- 1) T. Schneider *et al.*, Phys. Rev. B **77**, 214411 (2008); K. Sekiguchi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **97**, 022508 (2010).
- 2) S. Iihama *et al.*, ArXiv: 1601. 0724 (2016).

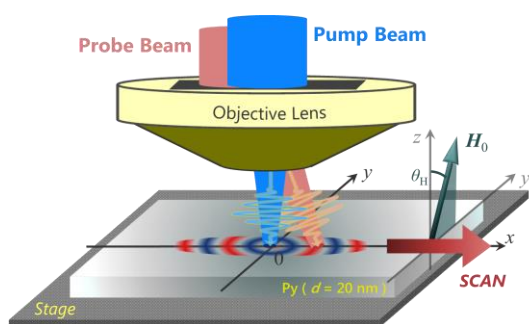


図 1 STR-MOKE 測定系の模式図。外部印加磁場の向きを y-z 平面にとり、probe 光はこれと膜面内で直交するようにとった $\pm x$ 方向にスキャンする。

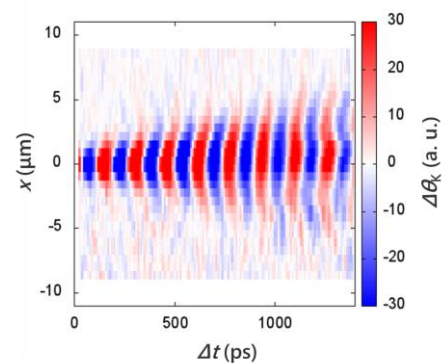


図 2 スピン波伝播の測定結果。Pump 光照射から probe 光が膜面に到達するまでの遅延時間を Δt とした。 $\pm x$ 方向に対称的なシグナル $\Delta\theta_K$ が伝播している。

α -FeOOH を用いて作製した α'' -Fe₁₆N₂ 磁性ナノ粒子の磁気特性

○飛世 正博, 斉藤 伸 (東北大学)

Magnetic properties of α'' -Fe₁₆N₂ magnetic nanoparticles
synthesized using various α -FeOOH as raw materials
Masahiro Tobise, Shin Saito (Tohoku University)

はじめに

窒素侵入型化合物 α'' -Fe₁₆N₂ は約 226 emu/g の飽和磁化と 9.6×10^6 erg/cm³ 以上の一軸結晶磁気異方性エネルギーを有することから, 等方性ハード磁性材料として応用が期待されている¹⁾. α'' -Fe₁₆N₂ 粒子の合成方法として α -FeOOH を脱水して α -Fe₂O₃ にした後, 還元して Fe を作製し, 引き続き窒化するプロセスが知られている²⁾. 一般に出発原料の形状が変われば中間あるいは最終生成物の形状も変化すると考えられるが, この α'' -Fe₁₆N₂ 粒子合成プロセスにおいて出発原料の形状を詳細に変えて検討した例はない. 本研究では α -FeOOH の形状を変化させた場合, 最終的にいかなる真性的な磁気特性を有する α'' -Fe₁₆N₂ 粒子が合成されるかを評価した. まず Fig.1 に示した「第一鉄塩水溶液の中和-湿式酸化法における α -FeOOH の合成条件」³⁾を参照して α -FeOOH 単相が生成する領域 (図中の斜線部に対応) を求め, この領域の中で反応条件を変えて作製した α -FeOOH を出発原料とした.

実験方法

第一鉄塩水溶液の中和-湿式酸化法において, 第一鉄塩には FeSO₄ を, 中和するためのアルカリには Na₂CO₃ を用いた. Fig.2 にこの反応実験で行ったモル比 R と酸化温度を示した. モル比は 1, 2 および 3 を選び, 酸化温度は 30, 50 および 70 °C とした. 生成した α -FeOOH を加熱して α -Fe₂O₃ とした後, 300~380 °C で 2 時間水素中還元処理を行った. 引き続き 135~170 °C で 4 時間アンモニア中窒化処理を行った. 生成相の同定は X 線回折によった. 無配向試料の磁化 σ および保磁力 H_c は VSM で測定した. またトルクメータによる回転ヒステリシス損失解析によって $H_{W=0}$ (外挿によって求められる回転ヒステリシス損失が 0 となる磁界) を測定した.

実験結果

Fig. 2 に各々の反応条件における生成相を示した. 図中の A, B および C の条件で α -FeOOH 単相が得られた. その他の条件では異相が生じた. Fig.3 に, これらの α -FeOOH を TEM で観察した結果を示す. 酸化温度が 50 °C, モル比が 2 あるいは 3 のときは紡錘状の形状 (A と B) を呈し, 酸化温度が 40 °C, モル比が 3 のときは球状に近い形状 (C) となった. 酸化温度が 10 °C 異なると α -FeOOH の形状が大きく変化することがわかる. Table 1 に, これらの α -FeOOH から作製した α'' -Fe₁₆N₂ ナノ粒子集合体の磁化 σ と $H_{W=0}$ および保磁力 H_c を示した. $H_{W=0}$ は A, B, C とも同じ程度であるが, σ と H_c は A, B と C では異なった. C は A, B より粒径が小さいため酸化の影響を受けて σ が低下したが, 粒子の孤立性が高くなり H_c が向上したと推察している. 講演では中間生成物である Fe 粒子の形状との関連も含めて報告する.

参考文献 1) T. Ogawa et al., *Appl. Phys. Express*, **6**, 073007 (2013). 2) K. Shibata et al., *J. Magn. Soc. Jpn.*, **30**, 501 (2006). 3) M. Koyama et al., *Bull. Chem. Soc. Jpn.*, **47**, 1646 (1974).

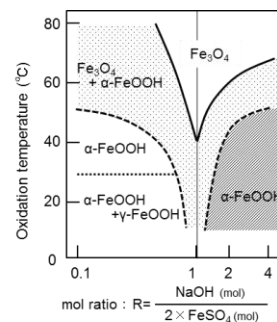


Fig.1 Conditions for formation of α -FeOOH reported by Koyama et al.³⁾

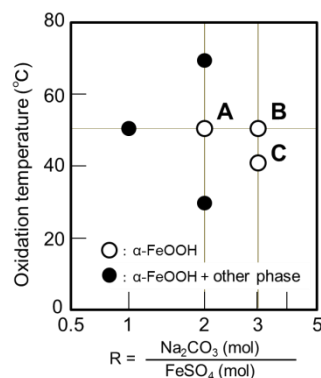


Fig.2 Conditions for formation of α -FeOOH by the air oxidation

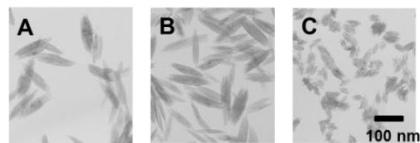


Fig.3 Shape of α -FeOOH synthesized under the conditions of A, B and C in Fig.2

Table 1. σ and H_c of α'' -Fe₁₆N₂ nanoparticles produced by reduction and nitriding from several α -FeOOH

	A	B	C
σ (emu/g)	186	187	135
$H_{W=0}$ (kOe)	11.1	11.5	11.0
H_c (Oe)	1710	1680	2020

CaH₂還元による SiO₂ 被覆 FeCo 合金ナノ粒子合成

山本真平¹、辻本将彦²

(¹産業技術総合研究所、²京都大学)

SiO₂-coated FeCo alloy nanoparticles prepared by reduction with CaH₂

S. Yamamoto¹ and M. Tsujimoto²

(¹National Institute of Advanced Science and Technology, ²Kyoto University)

はじめに

体心立方(bcc)構造を有する FeCo 合金(Fe_{1-x}Co_x, x < 0.75)はきわめて重要なソフト磁性材料であり、特に x = 0.35 においてその飽和磁化(M_s)は全物質中で最大となることが知られている(M_s ~ 240 emu/g)。高い M_s と低い磁気異方性を併せ持つナノ材料は磁気シールドや圧粉磁心といった電磁気分野における応用に加えて、近年、生理活性物質の磁気分離、磁気誘導薬物輸送、磁気ハイパーサーミアや核磁気共鳴画像(MRI)診断における造影剤といった新たな応用も試みられている。一方、金属(合金)磁性ナノ粒子はいったん酸化されてしまうと、その大きな M_s が失われてしまうために、耐酸化性の付与は応用上重要な課題である。SiO₂ や Al₂O₃ 等の保護皮膜で安定化された FeCo 合金ナノ粒子がゾル-ゲル法により作製されているが、一般に 800℃程度の高温で作製されるため、粒径・形状の制御は難しい¹⁾。

最近、我々は、CaH₂を還元剤として用いることにより、粒径・形状が均一な SiO₂被覆金属鉄(α-Fe)ナノ粒子を合成することに成功した^{2,3)}。CaH₂を還元剤として用いる最大の利点は、還元温度をきわめて低くできる点にあり、高温反応で問題となる粒子凝集・焼結がほとんど起こらないため、原料粒子の形状を反映した粒子を得ることができる。本発表では、SiO₂で被覆された CoFe₂O₄ナノ粒子を CaH₂で還元し、FeCo 合金ナノ粒子の合成を試みた結果について報告する⁴⁾。

実験

原料となる CoFe₂O₄ナノ粒子は既報に従って調製した⁵⁾。SiO₂被覆・CaH₂還元は既報に従って行った²⁾。還元反応後の試料は、飽和 NH₄Cl/CH₃OH 溶液を用いて大気中で洗浄した後に、真空乾燥した。特性評価は真空乾燥後の試料を用いて行った。

結果及び考察

Fig.1 に CaH₂還元(500 °C, 12hr)前後における試料の透過型電子顕微鏡(TEM)像を示す。還元後においても粒子の凝集・焼結はほとんど起こっておらず、球状の粒子形態が維持されていることがわかる。当日は、得られた試料の磁気特性および表面修飾についても報告する予定である。

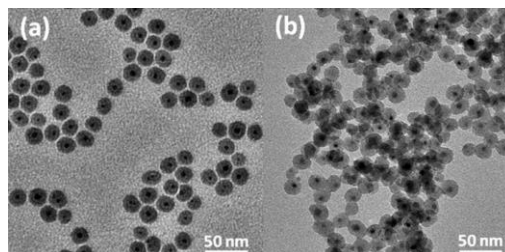


Fig.1 (a)還元前および(b)還元後の試料の TEM 像

参考文献

- 1) 例えば、A. Casu, *et al.*, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **2008**, 10, 1043.
- 2) S. Yamamoto *et al.*, *Chem. Mater.*, **2011**, 23, 1564.
- 3) K. Kohara *et al.*, *Chem. Commun.*, **2013**, 49, 2563.
- 4) S. Yamamoto *et al.*, *RSC Adv.*, **2015**, 5, 100084.
- 5) S. Sun *et al.*, *J. Am. Chem. Soc.*, **2004**, 126, 273.

外部磁界を用いた窒化鉄ナノ粒子柱状集合体の作製とその高周波磁気特性

○本波優介、小川智之

(東北大院工)

Fabrication of α'' -Fe₁₆N₂ nanoparticles pillar aggregation by using external magnetic field and its high frequency magnetic properties

○Y. Honnami, T. Ogawa

(Eng. Tohoku Univ.)

はじめに

磁性ナノ粒子集合体の磁化を GHz 帯域で駆動させる一手法として、ナノ粒子を一方方向に並べ集合体中の内部磁界を揃え、マクロな形状異方性を付与することが提案されている。従来、鉄ナノ粒子(飽和磁化 M_s :120 emu/g)を用い、外部磁界中で固化することで柱状集合体を作製してきた¹⁾。しかし、この方法ではナノ粒子の配列制御が不十分であるため、さらに柱状化を促進することでさらなる高周波応答が可能になると考えられる。本研究では、鉄より飽和磁化が大きい窒化鉄(α'' -Fe₁₆N₂)ナノ粒子(M_s :209 emu/g)を用い、外部磁界を印加することで、粒子の自己組織化による柱状集合体の生成を促し、集合体中の内部磁界を揃えることを試みた。

実験方法

α'' -Fe₁₆N₂ ナノ粒子に適量のエポキシ樹脂を加え混練し、Fig.1 に示す装置を用いて 4.5 kOe の外部磁界(H_{fix})中で 100℃まで加熱して集合体を作製した。試料振動型磁力計(VSM)、S パラメータ型透磁率測定装置を用いて、ナノ粒子柱状集合体の磁化曲線および複素透磁率スペクトルを評価した。

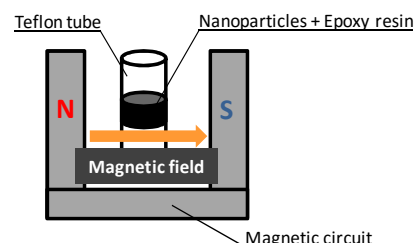


Fig.1 Experimental setup for fabricating pillar aggregation.

実験結果

作製した試料の磁化曲線から x、y、z 軸それぞれの方向に対する反磁界係数を求めプロットした結果を Fig.2 に示す。この反磁界係数の振る舞いは、x(H_{fix})方向と z 方向への柱状集合体成長に関して空間的な制限があることを反映し、y 方向の柱状幅の増大を示唆する。また、 f_r を測定した結果を Fig.3 に示す。 H_{fix} を印加して作製した試料では、高周波部分での複素透磁率の虚数成分が減少している。虚数成分の 27%の減少率は充填率の変化分よりも大きいため、柱状集合体化によって f_r が増加していると考えられる。結果として、従来の鉄ナノ粒子を用いた方法で得た $f_r = 11.1$ GHz に匹敵する $f_r \approx 10$ GHz を達成した。

本研究開発成果の一部は、METI/NEDO「次世代自動車向け高効率モーター用磁性材料技術開発／高効率モーター用磁性材料技術研究組合(MagHEM)」(共同研究)にて行われました。

参考文献

1) T.Ogawa *et al.*, Journal of Applied Physics, **115**,17A512(2014).

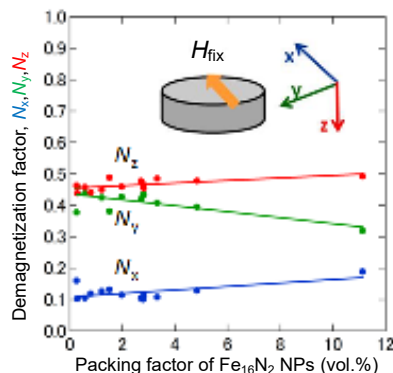


Fig.2 Packing factor dependence of the demagnetization coefficient N_x , N_y and N_z of the pillar aggregation.

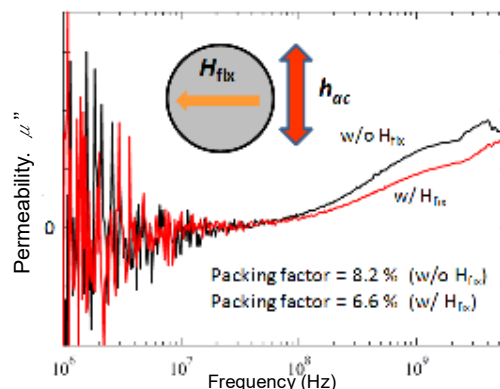


Fig.3 Imaginary part of complex magnetic permeability spectra of pillar aggregation w/ $H_{fix}=4.5$ kOe and w/o H_{fix} .

メソポーラス下地層を利用した FePt ナノ粒子の孤立分散膜の形成

磯田倫央 榮岩哲二

(信州大学大学院 理工学系研究科 情報工学専攻)

Formation of Isolation Dispersion FePt Nanoparticle for
Using Mesoporous Ground Layer

Norihsa Isoda, Tetsuji Haeiwa

(Faculty of Engineering, Graduate School of Science and Engineering, Shinshu University)

はじめに

近年、情報化社会の進展に伴い、情報量が飛躍的に増大しており、大きさのそろい孤立したナノスケールの磁性粒子が、超高密度媒体やスピントロニクスデバイスの基本構造として求められている。界面活性剤の自己組織化を利用したメソポーラス構造は、規則的に配列した数 nm の細孔を形成でき、ナノサイズの加工のテンプレートとして期待されている。我々のグループは、メソポーラスシリカ薄膜を下地層として、Co ナノ粒子の配列を試み、10nm 前後の Co 粒子が細孔に沿って孤立配列し、Co 粒子は超常磁性を示すことを報告している¹⁾。本研究では、メソポーラス下地層利用して、FePt ナノ粒子の孤立分散形成を試みたので報告する。

実験方法

シリコンウェーハ基板上に界面活性剤 Pluronic F127 を用いて膜厚 100~200nm の下地層を形成する²⁾。EISA 法では、乾燥条件により、メソポーラスシリカ薄膜の構造が変化するため、温度湿度の制御を行い、下地基板の作製をした。FePt 薄膜は、DC マグネトロンスパッタリング装置を使用し、550℃ から 650℃ の範囲で加熱基板上に膜厚 3nm となるように成膜した。構造の評価には XRD、SEM を、磁化測定には試料振動型磁力計(VSM)を用いた。

実験結果

Fig.1 に(a)メソポーラス下地層、(b)基板温度 550℃で成膜した FePt 薄膜、(c)基板温度 650℃での FePt 薄膜の表面 SEM 画像を示す。下地層には、細孔径約 10nm、周期約 12nm、壁厚約 3nm の細孔が観察された。550℃の場合、平均粒子径 3nm で孤立粒子が分散した状態となったが、孤立粒子は下地層の細孔の淵に沿って配列している。650℃では、平均粒子径 9nm に成長し、下地層の構造に沿った構造は観察されなかった。Fig.2 にメソポーラス下地上に基板温度 650℃で成膜した FePt ナノ粒子分散薄膜の磁化曲線を示す。FePt ナノ粒子は強磁性を示し 12kOe では飽和していないことから L10 構造への規則化が進んでいるものと考えられる。L10 規則化を進めるための熱処理、磁化特性についての詳細は、当日報告する予定である。

参考文献

- 1) Y.Saito, T.Haeiwa Magnetics Jpn. pp369,(2013)
- 2) G.N.A. Hussien H.Shirakawa, W.D.Nix, and B.M.Clemens, J.Appl.Phys100, 114322 ,(2006).

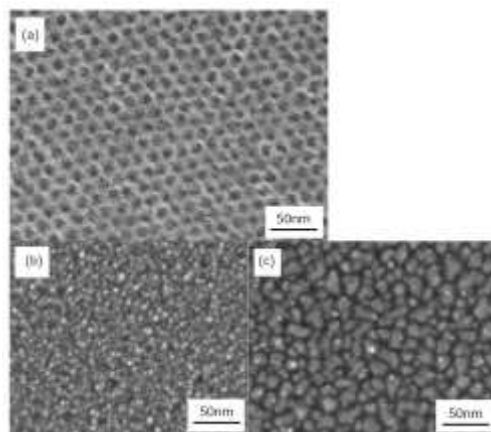


Fig.1 SEM image of (a)mesoporous silica film, (b)FePt(550°C) nanoparticles, and (c)FePt(650°C) nanoparticles

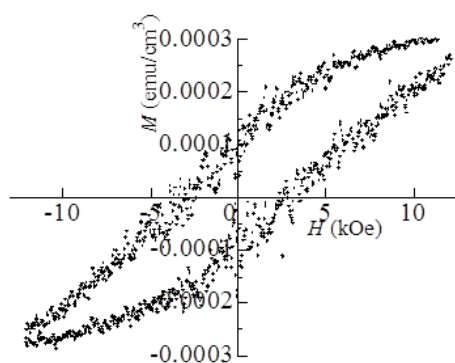


Fig.2 Hysteresis loop of FePt(650°C) nanoparticles

樹脂基板上に成膜した ZrTi 添加 FeCo-(C₄F₈)_n

グラニューラー薄膜の軟磁気特性

浅田啓純・神島謙二・柿崎浩一

(埼玉大学大学院理工学研究科)

Soft magnetic properties of Zr and Ti added FeCo-(C₄F₈)_n
granular thin films deposited on resin substrate

K.Asada, K.Kamishima, K.Kakizaki

(Graduate School of Science and Engineering, Saitama University)

1. 緒言

近年、RFID 技術の重要性が高まっている。RFID で IC タグを金属に組み込む場合、高周波帯では渦電流による受信感度の低下が懸念される。そこで渦電流の発生を抑制し、受信感度を向上させる電磁波吸収シートの開発を目的とした。使用する軟磁性材料には高抵抗率および高周波帯で安定した透磁率を持つことが要求されることから、高抵抗率を有するフルオロカーボン重合体をマトリクスとしてその中に高飽和磁化をもつ (Fe₆₅Co₃₅)_{100-(x+y)}Zr_xTi_y 粒子を分散させたグラニューラー構造に着目した。(Fe₆₅Co₃₅)_{100-(x+y)}Zr_xTi_y-(C₄F₈)_n グラニューラー薄膜を石英ガラスおよび樹脂基板上に成膜した際の磁気特性を調べたので報告する。

2. 実験方法

成膜には対向ターゲット型 rf マグネトロンスパッタ装置を用いた。ターゲットには Fe 円板上に Co, Zr および Ti チップを貼り付けたものを使用し、組成を (Fe₆₅Co₃₅)₉₃Zr₄Ti₃ にした。チャンバ内を 3.0×10⁻⁶Torr 以下に排気した後、C₄F₈ ガス、Ar ガスの順で導入し、全圧を 10 mTorr となるようにした。その際、C₄F₈ ガス分圧は 0~5.0×10⁻⁵Torr の範囲で変化させた。投入電力は 4.4W/cm² とし、膜厚が 300 nm となるように石英ガラスおよび Kapton® 基板上に成膜した。薄膜の組成はエネルギー分散型 X 線分析装置を用いて定量した。磁気特性は振動試料型磁力計により測定し、膜表面の構造は高分解能走査型電子顕微鏡により観察した。

3. 結果および考察

図 1 はカプトン基板上に成膜した(a) (Fe₆₅Co₃₅)₉₃Zr₄Ti₃ 合金薄膜および(b) (Fe₆₅Co₃₅)₉₃Zr₄Ti₃-(C₄F₈)_n グラニューラー薄膜の表面 SEM 像を示す。(C₄F₈)_n マトリクスの導入により、FeCo 合金の粒径が減少することが確認できる。これは(C₄F₈)_n 重合体により FeCo 粒子の結晶成長が抑制されたためであり、結晶磁気異方性の低下に繋がることから、保磁力の低下が期待できる。

図 2 は石英ガラスおよびカプトン基板上に成膜した (Fe₆₅Co₃₅)₉₃Zr₄Ti₃-(C₄F₈)_n グラニューラー薄膜における磁気特性の C₄F₈ ガス分圧依存性を示す。飽和磁化値は C₄F₈ ガス分圧の増加に伴い減少する傾向を示す。これは非磁性の(C₄F₈)_n 重合体が形成され、強磁性体の体積分率が減少したためである。一方、保磁力は C₄F₈ ガス分圧の増加に伴い低下し、1.5×10⁻⁵ Torr で極小値となる。これは、(C₄F₈)_n マトリクスによって FeCo 粒子の成長が抑制され、結晶磁気異方性が低減したためである。以上の結果より、C₄F₈ ガス分圧 1.5×10⁻⁵Torr で成膜した試料において、カプトン基板上で飽和磁化 1100 emu/cm³ を維持しながら 16 Oe の低保磁力が得られ、軟磁気特性の改善が達成された。

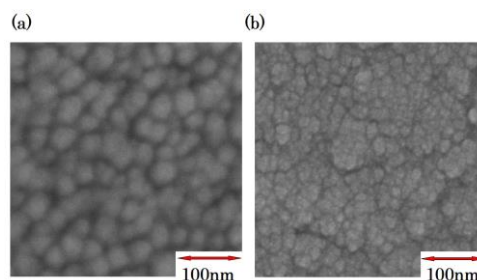


Fig.1 SEM images for (a)(Fe₆₅Co₃₅)₉₃Zr₄Ti₃ alloy and (b) (Fe₆₅Co₃₅)₉₃Zr₄Ti₃-(C₄F₈)_n granular thin films deposited on kapton substrates.

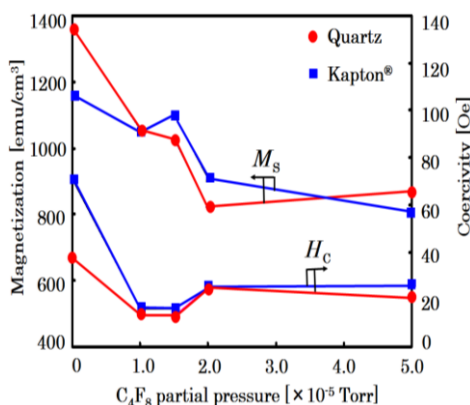


Fig.2 Dependence of magnetization and coercivity on C₄F₈ partial pressure for (Fe₆₅Co₃₅)₉₃Zr₄Ti₃-(C₄F₈)_n granular thin films deposited on kapton and quartz substrates

CoFeAlSi-Al₂O₃ グラニューラー膜の構造と磁気抵抗特性

服部真史, 神保睦子, 藤原裕司*, 清水利文
(大同大, *三重大)

Structure and magnetoresistance effect of CoFeAlSi-Al₂O₃ granular films

M.Hattori, M.Jimbo, Y.Fujiwara*, T.Shimizu
(Daido Univ. and *Mie Univ.)

1. はじめに

絶縁体中に金属微粒子を含むグラニューラー薄膜は作製が容易であるが、抵抗変化率が接合系に比較して小さく、また、磁化回転に大きな磁界を必要とすることから応用に関しての研究はあまりなされていない。

我々は、ホイスラー合金の CoFeAlSi²⁾ を、Al₂O₃ 中に分散したグラニューラー膜の磁気抵抗効果を検討し、グラニューラー膜でもハーフメタル性を示し、合金系のグラニューラー膜よりも大きな MR 比を得ることが出来ることを報告した。今回は、基板上的バッファー層の構造により、グラニューラー薄膜の磁気抵抗効果がどのように変化するかを検討したので、その結果について報告する。

2. 実験方法

試料は、MgO, AlO ターゲットと CoFeAlSi ターゲットを交互に放電させ、その上部で、基板ホルダーを回転させて製膜を行った。基板はスライドガラスで、膜構成は Substrate/バッファー層 (3nm) /CFAS (t_{CFAS}nm)/AlO

(t_{AlO}nm)/CFAS (t_{CFAS}nm)/AlO (3nm) である。CFAS の膜厚は 2.0nm から 3.0nm, AlO は 1.0 から 2.0nm まで変化させた。到達真空度は 2×10^{-8} Torr 以下で、作製時の Ar 圧は 4mTorr である。バッファー層は AlO と MgO とし、作製した試料は直流 2 端子法、あるいは 4 端子法で室温で抵抗変化を測定した。また、膜の構造を X 線回折装置と TEM, AFM を用いて評価した。

3. 実験結果

15%以上の大きな MR 比を示す試料は、今のところ特定のスライドガラス上でのみしか作製できない。そこで、今回は基板上と異なるバッファー層の表面ラフネスを AFM により観察した。その結果を Fig.1 に示す。ガラス基板と AlO では表面ラフネスが 0.7nm とあまり違いがないが、MgO では 0.3nm と大きく低下し、平坦な表面になっているのが分かる。Fig.2 は、AlO と MgO をバッファー層とした時の MR 比の CFAS 膜厚依存性である。表面荒さの小さな MgO の方がより厚い CFAS 膜厚で大きな MR 比が得られているのが分かる。しかし、試料の抵抗率を比較すると、大きな MR 比を示す抵抗率はほぼ同じで、 $1 \times 10^{10} \mu \Omega \text{cm}$ 程度であった。

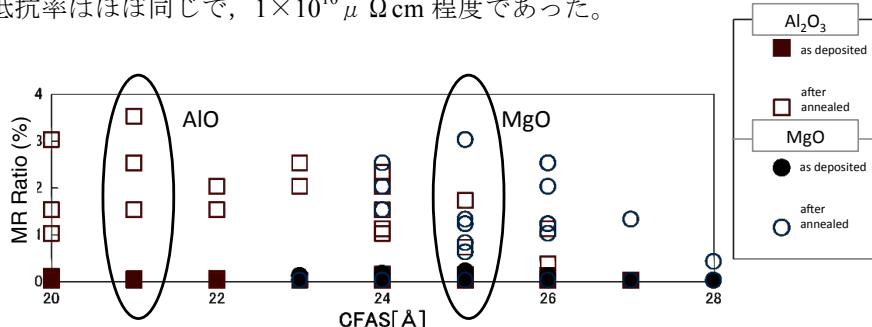


Fig.2 Dependence of MR ratio on CFAS thickness.

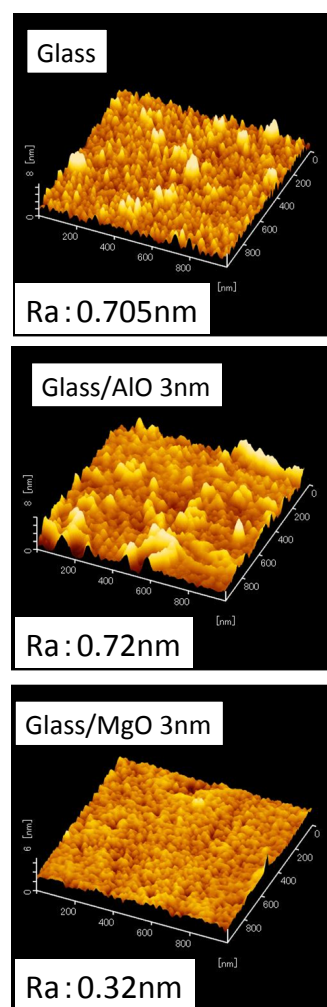


Fig.1 AFM images of AlO and MgO buffer layer for CoFeAlSi-AlO granular film.

磁性細線における高速磁区形成シミュレーション

川那真弓、奥田光伸、宮本泰敬、宮下英一
(NHK 放送技術研究所)

Simulation for Rapid Formation of Magnetic Domains in Magnetic Nanowire

M. Kawana, M. Okuda, Y. Miyamoto, E. Miyashita
(NHK Science & Technology Research Labs.)

はじめに

NHK では将来のテレビ方式として 8K スーパーハイビジョン (SHV) の開発を進めている。フル解像度 SHV の非圧縮映像は転送レート 144 Gbps を超えるため、記録装置には大容量化に加えて飛躍的な高速化が要求される。近年、スピントランスファー効果による磁壁の電流駆動現象が注目されており¹⁾、我々はこの現象を利用した小型かつ高速な非圧縮 SHV 記録装置の実現を目指している。これまでに既存の HDD 用磁気ヘッドを用いて磁性細線中の磁区形成 (記録)・駆動・磁区検出 (再生) を一連の動作で実証した²⁾。今回、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて主に磁区形成に着目して高速化の検討を行ったので報告する。

シミュレーション方法

磁区形成過程は、スピントルク項を追加した拡張 LLG 方程式を用いて計算を行った。磁性細線は、長さ 1.5 μm 、幅 60 nm、膜厚 20 nm でメッシュサイズは 4 nm 一定とした。磁性細線の磁気特性は、飽和磁化 200 emu/cc、異方性磁界 8.9 kOe とした。Fig. 1 に磁性細線と記録ヘッドのモデルを示す。磁性細線-記録ヘッド磁極間距離は 10 nm とし、細線の上部に配置した記録ヘッドの磁極から下向きに磁束が流れるよう、細線下部にも同形状の記録ヘッドを鏡像として配置した。細線の初期磁化方向は全て上向きとし、コイルに電流を印加することで下向き磁界を発生させた場合について、反転磁区の形成過程を計算した。

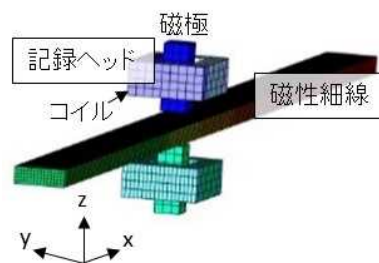


Fig. 1 Simulation model

シミュレーション結果と考察

Fig. 2 に磁性細線の直上に記録ヘッドを配置した場合 (上下記録ヘッドの磁極を結ぶ線と細線法線のなす角 0°) の磁区形成過程を示す。ヘッド磁界印加後 0.3 ns で反転磁区が核形成され、その後、反転磁区が拡大し安定化するまで 4 ns かかった。Fig. 3 に上下の記録ヘッドを細線の+y 方向、-y 方向にそれぞれ 30 nm ずらした場合 (上下ヘッドの磁極を結ぶ線と細線法線のなす角 56°) の磁区形成過程を示す。この場合には 0.01 ns で反転磁区が核形成され、0.3 ns の極短時間で磁区が安定化することがわかった。また、それぞれの場合において記録ヘッドの磁界分布を計算したところ、 0° の場合には z 方向成分のみで x、y 方向には磁界は分布しないが、 56° の場合には x、y 方向にもヘッド磁界が分布している結果が得られた。このことから、x、y 方向の磁界成分が z 方向への磁化反転をアシストすることによって、高速に磁区形成できたと考えられる。

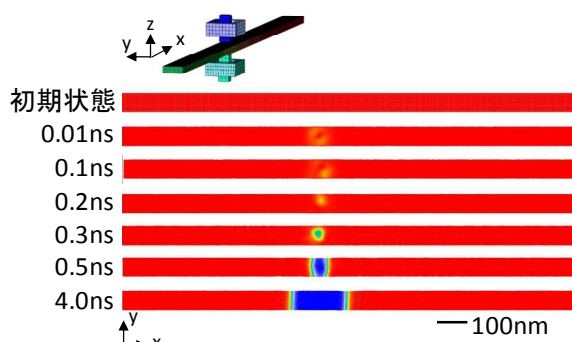


Fig.2 Time-dependent change of magnetic

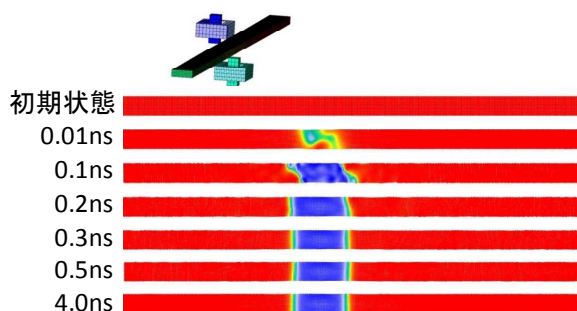


Fig. 3 Time-dependent change of magnetic domain formation at an angle between recording head and nanowire of 56°

参考文献

- 1) S. S. P. Parkin et al. : Science, 320, 190, (2008)
- 2) 奥田光伸ほか : 第 38 回日本磁気学会学術講演概要集, 9aC-11, p.130 (2015)

Micromagnetic simulation of domain wall propagation along meandering magnetic strip with spatially modulated material parameters

Zhaojie Zhang, Terumitsu Tanaka, Kimihide Matsuyama
(Department of electronics, ISEE, Kyushu Univ.)

Introduction

Well controlled two-dimensional propagation of domain walls (DWs) enables sophisticated functional design in various DW based devices, including the race track memory. The local modification of magnetic properties, fabricated with the ion irradiation for example [1], is a possible way without geometric constrictions to create pinning sites for DWs. In the present study we propose a meandering propagation truck for DWs by using magnetic strip with pinning sites (PSs) as above, and demonstrate possibility of high density integration exceeding 100 Gbit/cm² by micromagnetic simulations.

Numerical model

A schematic of a magnetic strip with periodic pinning sites (PS) is shown in Fig. 1. PSs were numerically modeled by the gradual parabolic reduction of the saturation magnetization M_s and the related perpendicular anisotropy K_u ($\propto M_s^2$). The modification coefficient r ($= (M_s - M_{s,min})/M_s$) was defined as a measure of pinning intensity. The following structural parameters were assumed in the simulation: thickness $d = 5$ nm, width $W = 40$ nm. Length of PS (L_1) and the value of r were preliminarily optimized as 20 nm and 0.3, respectively, so that the energy barrier height ΔE for the pinned DW satisfy the practical data stability requirement ($> 60 k_B T$). Standard material parameters for a Co/Ni multilayer were adopted: $M_s = 600$ emu/cm³, $K_u = 1.3 \times 10^4$ erg/cm³, $\alpha = 0.02$. Magnetic strip was discretized into 2-D dipole array and the LLG equation was numerically integrated with a finite differential method.

Results and discussions

Snap shots of the propagating DW are shown in Fig. 2. The observed significant DW bending can be associated with the inhomogeneous current distribution and the geometrical local pinning at the corner. Fig.3 demonstrates successful bit-by-bit DW propagation along a meandering strip, where the DW is driven by pulsed currents with 1.0 ns width and 3.0 ns interval. The DW was stabilized inside the PS after the pulse end, accompanied with subtle positional fluctuation caused by the residual momentum dissipation. Typical error modes of excessive and delaying propagation are also shown in the figure. The current amplitude margin for the bit propagation along straight part and around corner can be well matched by optimizing the PS interval L_2 and the corner distance dL as 60 nm and 0 nm, respectively. The practical current amplitude margin is $J = 2.4 \times 10^8$ A/cm² $\pm$ 37.5 % for the whole bit-by-bit propagation, as presented in Fig.4.

Reference

[1] A. Vogel et al., IEEE Trans. Mag., 46, 1708 (2010).

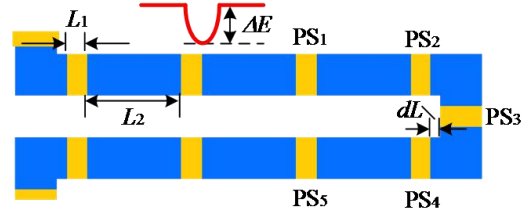


Fig.1. Schematic of numerical model for a DW propagation truck with pinning sites.

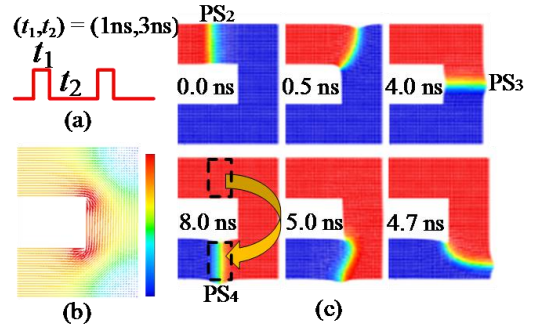


Fig.2 (a) Spin polarized current pulses. (b) Current density distribution at Corner. (c) DW propagation process at the corner.

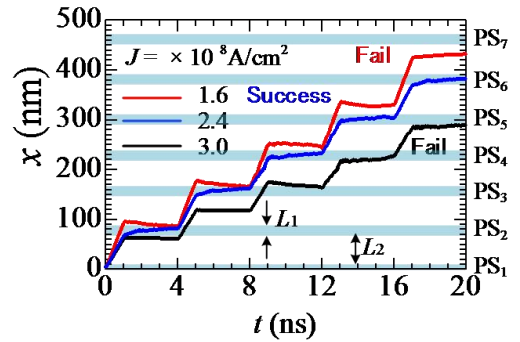


Fig.3 Time evolution of the propagating DW position along the magnetic stripe.

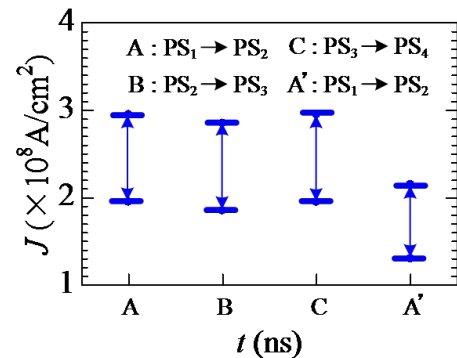


Fig.4 Bit propagation margin of the pulsed current density for DW motion ($dL = 0$ nm; $L_1 = 20$ nm, $L_2 = 60$ nm (A,B,C), $L_2 = 40$ nm (A'))

強磁性カイラル構造のマイクロマグネティクス計算

富田知志、児玉俊之、柳久雄、葛西伸哉*、三俣千春*

(奈良先端大、*物材機構)

Micromagnetics simulation of ferromagnetic chiral structures

S. Tomita, T. Kodama, H. Yanagi, S. Kasai*, C. Mitsumata*

(NAIST, *NIMS)

はじめに

時間反転対称性と空間反転対称性が共存した系、すなわち磁性体のカイラル構造が物性物理において興味を持たれている。特に電磁波の偏光には無依存だが進行方向には依存して屈折率が異なる磁気カイラル効果が期待されている。磁気カイラル効果は、外場によって切り替え可能な非相反マジックミラーの実現という応用の観点のみならず、光にとつての「磁場」である人工的ゲージ場の実現という基礎研究の立場からも大変興味深い。しかしながら天然の物質での磁気カイラル効果は、表裏の屈折率差にして 10^{-8} 程度と極めて小さく、その観測には強磁場もしくは低温が不可欠であった。そこで我々は人工構造（磁気カイラルメタ分子）での共鳴現象を用いることで、室温及び弱磁場にも関わらずマイクロ波領域で屈折率差が 10^{-3} 程度と比較的大きな磁気カイラル効果の観測に成功した[1]。更に高周波化に向けて応力誘起自己巻き上げ法を用いた磁気カイラルメタ分子の微細化を進め[2]、ミクロンサイズの単一メタ分子の強磁性共鳴(FMR)を調べている[3]。今回はこれらの実験と相補的に進めてきたマイクロマグネティクス計算の結果について報告する。

計算方法

実験と同じ幅 $9\mu\text{m}$ 、厚さ 60nm の強磁性体の短冊が、時計回り (CW) もしくは反時計回り (CCW) に5周巻いたカイラル構造を計算機中でモデル化した。カイラル構造の直径は $50\mu\text{m}$ であった。カイラルピッチは $10\mu\text{m}$ で、長さは $50\mu\text{m}$ となる。短冊を $3\mu\text{m} \times 3\mu\text{m}$ のメッシュで切った。厚さ方向は1メッシュで、1周は52メッシュとなる。メッシュの中心に磁気モーメント (800emu/cc) を配置した。カイラル軸 (z 軸) と外部直流磁場との成す角を θ とした。直流磁場の強さと θ を変化させながら、磁気モーメント間の交換相互作用及び双極子相互作用を取り入れ、磁気モーメントの運動方程式である LLG 方程式を直接解いた。なお交換固さは 10^{-6}erg/cm 、ダンピング定数は 0.01 とした。マイクロ波の周波数は 9GHz とし、マイクロ波磁場の強さは 0.5Oe であった。温度は絶対零度であった。

計算結果

図に計算で得られた共鳴信号を示す。横軸は直流磁場の強さ、縦軸は x 方向の磁気モーメントの強度である。赤色が $\theta=0$ 度、緑色が $\theta=15$ 度に対応する。各色で△が CW、■が CCW の結果に対応する。直流磁場は強磁性膜の面内に向いた $\theta=0$ 度の場合、 950Oe 付近に共鳴が見て取れる。これは磁気モーメントの一斉歳差運動であるキッテルモードの FMR と考えられる。一方 $\theta=15$ 度では、強磁性膜面に対して直流磁場が傾いているため、反磁場によって共鳴磁場が 1000Oe 付近に高磁場シフトしている。これらの計算結果は、実験結果[3]を定性的に再現している。 $\theta=0$ 度の場合、CW でも CCW でも共鳴磁場は同じであった。これに対して $\theta=15$ 度では、CCW の共鳴磁場は CW よりも若干高磁場にみえる。講演では FMR 信号の印加磁場角度及びカイラリティへの依存性について詳細に報告する予定である。

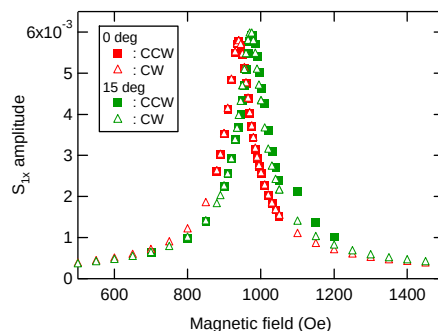


Fig. Calculated FMR signals.

参考文献 [1] S. Tomita et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 235501 (2014). [2] T. Kodama et al., *Appl. Phys. A* **122**, 41 (2016). [3] T. Kodama et al., submitted.

磁性細線の横方向の磁気異方性の導入及びその磁区構造

池田智彦、劉小晰
(信州大学)

Introducing transversal magnetic anisotropy in magnetic wires and its effect on the magnetic domain configuration

Tomohiko Ikeda, Xiaoxi Liu
(Shinshu University)

はじめに

次世代高密度情報ストレージのレーストラックメモリやスピントラニクス分野では、磁性細線の磁区構造に関する研究は極めて重要である。これまでの磁性細線に関する先行研究では、主に磁性細線の長手方向の形状磁気異方性を利用した軟磁性磁性細線及び垂直磁気異方性を持つ磁性細線の二種類に分けられる。ここで我々は、特殊な成膜法を用いて、磁性細線の横方向に磁気異方性を導入し、その磁区構造を報告する。

実験方法

露光装置及び対向スパッタ装置を用いて、ガラス基板上に、幅 $2\ \mu\text{m}$ から $20\ \mu\text{m}$ 、厚さ $5\ \text{nm}$ から $40\ \text{nm}$ の FeCo 磁性細線を形成した。FeCo の結晶粒子サイズ及び保磁力を低減するために、CoNi 下地層を用いた。磁性細線の基本磁気特性を調べるために、同条件で磁性薄膜を成膜し、その磁気特性を振動試料型磁力計で測定した。カー顕微鏡、磁気力顕微鏡及び粉末図形法を用いて、磁性細線の磁区構造及びその膜厚、細線幅との関係について実験を行った。磁性細線中の磁区構造を解析するために、OOMMF を用いて磁区構造をシミュレーションした。

実験結果

Fig.1 に対向式スパッタ装置を成膜した FeCo 薄膜の磁化曲線を示す。面内に容易軸と困難軸を示す。容易軸方向では、角型比ほぼ 1 の磁化曲線を示す一方、困難軸では、残留磁化極めて低い磁化曲線を確認された。容易軸と困難軸の交差磁界は約 $80\ \text{Oe}$ と確認された。Fig.2 に FeCo の面内磁気異方性の容易軸を磁性細線横断方向に配置した面内カー顕微鏡(a)及び粉末図形法(b)の結果を示す。面内カー顕微鏡では、明暗のコントラストを確認され、細線横方向に 180° 磁壁があると考えられる。粉末図形法では、細線横方向の直線状磁壁が確認された。

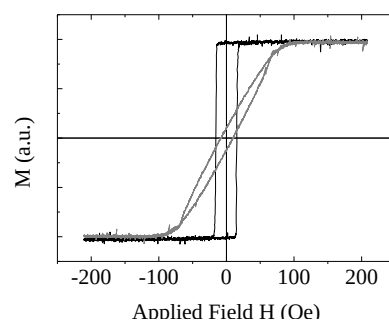
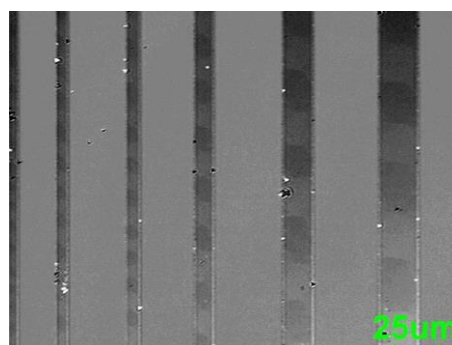
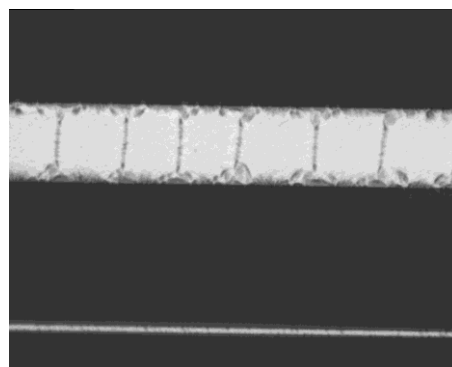


Fig. 1 Typical hysteresis loops of FeCo films.



(a)



(b)

Fig. 2 magnetic domain configuration of magnetic wires by (a) Kerr microscope and (b) Bitter pattern.

磁性量子セルラオートマタに基づく双方向シフトレジスタ

吉岡 直倫, 野村 光, 中谷 亮一
(阪大工)

Bidirectional shift register based on magnetic quantum cellular automata

Naomichi Yoshioka, Hikaru Nomura, Ryoichi Nakatani
(Osaka Univ.)

概要

近年, 磁性量子セルラオートマタ (Magnetic quantum cellular automata : MQCA)^{1,2} に代表される微小磁性体を利用したデバイスが, 低消費電力性能の観点から注目されている. MQCA 回路を実現するためにはゲートの間での情報の伝送方向の制御が必要となる. また, 動作時に伝送方向を切り替え可能であることが望ましい. そこで我々はそのような MQCA に基づく素子, 双方向シフトレジスタ素子を提案する.

実験方法

MQCA 双方向シフトレジスタ素子として, Au(3 nm)/Ni-20 at.%Fe(20 nm)の膜構成を持つ微小磁性体を電子線リソグラフィ法, イオンビームスパッタリング法, リフトオフ法を用いて Si 基板上に作製した(図 1(a)). 磁気力顕微鏡探針には, 市販のカンチレバー (SI-DL40) にイオンビームスパッタリング法を用いて Co-17 at.%Pt (80 nm)を製膜したものを用いた. バイナリ情報の入力には, 外部磁場ならびに, 磁気力探針による磁性マニピュレーションを用いた. 情報のシフトには, 一様な外部磁場を試料に印加した(図 1 (b), (c)). バイナリ情報の読み取りには, 高さ一定モード磁気力顕微鏡法を用いた.

実験結果

本素子が適当な外部磁場下で, 双方向に情報を 1 ビットシフトできることが確認された. また正しくビットシフトをする外部磁場強度の範囲を, 各向き (図 1 (b), (c))ごとに確認した. このシフトレジスタを用いることによって, 近い将来複数の演算ゲートを接続した MQCA 回路が実証されると期待している.

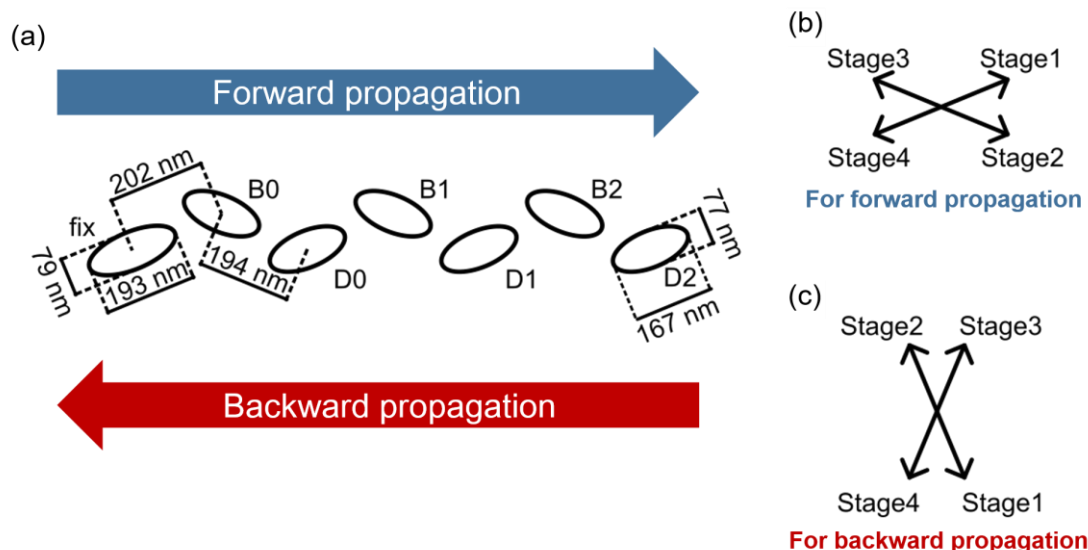


図 1 (a)双方向シフトレジスタの概要図と(b)順方向, (c)逆方向情報伝送時の外部磁場印加方向.

参考文献

- 1) R. P. Cowburn and M. E. Welland, Science, 287, 1466 (2000).
- 2) H. Nomura and R. Nakatani, Applied Physics Express, 013004 (2011).

Ta/NiFe/Pt 三層膜の界面垂直磁気異方性の評価

平山重之^{***}、葛西伸哉^{**}、三谷誠司^{***}

(*筑波大学、**物材機構)

Characterization of interface perpendicular magnetic anisotropy in Ta/NiFe/Pt trilayers

S. Hirayama^{***}, S. Kasai^{**}, S. Mitani^{***}

(*Univ. of Tsukuba, **NIMS)

背景

Pt のような非磁性重金属と NiFe を代表とする 3d 強磁性金属積層膜は、スピンホール効果による磁化ダイナミクスを誘起・検出できることから、スピントロニクス分野で現在注目を集めているヘテロ接合系である。強磁性共鳴 (FMR) は磁化ダイナミクスの研究におけるポピュラーな測定技術の一つであり、実際に NiFe/Pt 積層膜の評価に有効である[1]。FMR の解析では磁気異方性が重要であるが、NiFe 系積層膜の界面磁気異方性の研究は必ずしも十分ではなく[2,3]、界面垂直磁気異方性の定量評価などの詳細な検討が必要であると考えられる。本研究では、Ta/NiFe/Pt 三層膜の磁化過程を詳しく調べ、界面垂直磁気異方性の定量化を試みた。

実験方法

RF マグネトロンスパッタを用いて、熱酸化シリコン基板上に Ta をバッファー層とした Ta/Ni₈₀Fe₂₀/Pt 三層膜を作製した。NiFe 膜厚 t は 1 nm から 5 nm、Ta 及び Pt 膜厚は 5 nm である。試料の磁気特性は振動試料型磁力計を用いて室温で測定した。垂直磁気異方性エネルギー K_u は、飽和磁化 M_s と困難軸方向の飽和磁場 H_k より、 $K_u = M_s \cdot H_k / 2$ で近似した。

実験結果

得られた試料の磁化測定の結果、試料は全て面内磁化を示した ($K_u < 0$)。Fig. 1 に、 $M_s \cdot t$ と $K_u \cdot t$ の膜厚依存性を示す。Fig. 1(a)では、直線的な依存性が得られており、いわゆるデッドレイヤーが成り立っているように見える。デッドレイヤーを仮定した場合のその厚さ t_d は 0.58 nm と見積もられた。この場合の界面垂直磁気異方性は、 $t_d = 0.58$ nm での $K_u \cdot t$ に相当すると考えられ、Fig. 1(b)より界面垂直磁気異方性エネルギー K_i は 0.2 erg/cm^2 となる。一方、デッドレイヤーモデルの対極として、一様磁化を仮定したモデル場合には、概ね $H_k \sim 4\pi M_s$ の関係も得られ、磁化測定の結果は K_i の存在の明確な証拠にはなっていないことも分かった。上記2つのモデルはある種の極限ケースであるため、実際の界面垂直磁気異方性の大きさは、0 と 0.2 erg/cm^2 の間にあると考えられる。

参考文献

- [1] K. Kondou, H. Sukegawa, S. Mitani, K. Tsukagoshi and S. Kasai, Appl. Phys. Express **5** (2012) 073002.
- [2] F. J. A. den Broeder, W. Hoving and P. J. H. Bloemen, J. Magn. Mater. **93** (1991) 562.
- [3] M. S. Gabor, C. Tiusan, T. Petrisor, Jr. and T. Petrisor, IEEE Trans. Magn. **50** (2014) 2007404.

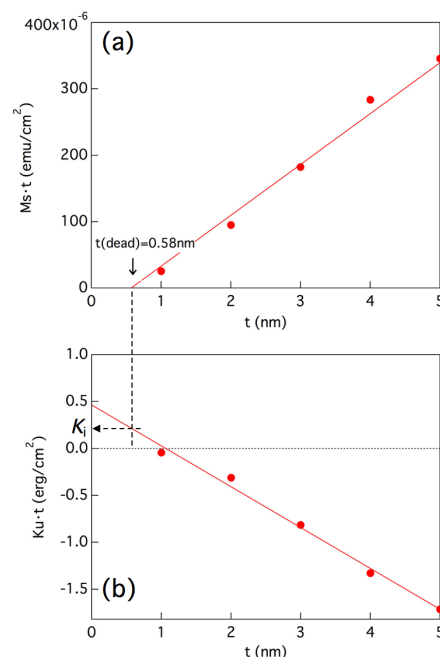


Fig. 1. (a) $M_s t$ and (b) $K_u t$ as a function of t for Ta/NiFe/Pt trilayers. From the linear dependence in (a), the dead-layer thickness was determined to be 0.58 nm. By assuming the 0.58 nm thick dead-layer in (b), K_i is evaluated to be $\sim 0.2 \text{ erg/cm}^2$.

Underlayer-dependent perpendicular magnetic anisotropy of $\text{Co}_2\text{Fe}_{0.4}\text{Mn}_{0.6}\text{Si}$ Heusler alloy ultra-thin films

○Mingling Sun^{1,2}, Shigeki Takahashi³, Takahide Kubota^{2,4}, Arata Tsukamoto⁵,
Yoshiaki Sonobe³, and Koki Takanashi²

(¹. Grad. School of Eng., Tohoku Univ., ² IMR, Tohoku Univ., ³ Samsung R&D Institute Japan,

⁴ CSRN, Tohoku Univ., ⁵ Dept. Electronic Eng., Nihon Univ.)

Introduction

Spin transfer torque magnetoresistive random access memory (STT-MRAM) is being developed as a candidate for the next generation non-volatile memories. For the development of giga-bit-class STT-MRAM, perpendicularly magnetized films with high spin polarization are required [1]. Some Co-based Heusler alloys, such as Co_2FeAl , $\text{Co}_2(\text{Fe-Mn})\text{Si}$, are known as half-metallic compounds and their ultra-thin films with perpendicular magnetic anisotropy (PMA) have been investigated [2-4]. Our group has been studying PMA in $\text{Co}_2\text{Fe}_{0.4}\text{Mn}_{0.6}\text{Si}$ (CFMS) ultra-thin films with a Pd underlayer [3, 4], showing perpendicular magnetization. However, the underlayer dependence of PMA in CFMS ultra-thin films is unclear. In this work, we have systematically investigated PMA in CFMS ultra-thin films with different kinds of underlayers.

Experimental methods

The stacking structure of samples was as follows: MgO (100) substrate / underlayer(s) / CFMS (t_{CFMS}) / MgO (2 nm) / Ta (5 nm), in which the CFMS layer thickness, t_{CFMS} was changed in the range from 0.6 to 1.4 nm. Pd, Ru and Cr were chosen as underlayers. For Pd and Ru underlayers, Cr was first deposited on the substrate as a buffer layer in order to get a smooth surface. The metallic layers were deposited using an ultrahigh-vacuum sputtering system with a base pressure less than 2×10^{-7} Pa, and the MgO layer was deposited using electron beam evaporation system. *In-situ* post-annealing process was done after the deposition of Cr buffer at 700°C for 1 hour. The deposition temperature for the Pd layer was 350°C, and other layers were deposited at an ambient temperature. After the deposition of all layers, the samples were annealed in a vacuum furnace. The annealing temperatures (T_{anneal}) were 200°C, 300°C, 400°C and 500°C. Hysteresis loops of all samples were measured by superconducting quantum interference device-vibrating sample magnetometer (SQUID-VSM) at 300 K. The maximum applied magnetic field was 30 kOe.

Results

Perpendicularly magnetized films were achieved in the samples with $t_{\text{CFMS}} = 0.6$ and 0.8 nm using the Pd underlayers and $T_{\text{anneal}} = 400^\circ\text{C}$. However, all films exhibited in-plane magnetization in the samples using the Ru and Cr underlayers, regardless of the annealing temperatures. The maximum value of PMA energy (K_u) were 1.7×10^7 ($t_{\text{CFMS}} = 0.6$ nm), 7.3×10^6 ($t_{\text{CFMS}} = 1.0$ nm) and 7.1×10^6 ($t_{\text{CFMS}} = 0.8$ nm) erg/cm³ for Pd, Ru and Cr underlayers, respectively. T_{anneal} for the optimum condition was 400°C for all. The maximum value of interface anisotropy energy (K_s) were 1.2, 0.3 and 0.2 erg/cm² for the Pd, Ru and Cr underlayers, respectively at the optimum T_{anneal} . It is suggested that the differences in the dead layer thickness and the amount of the interdiffusion possibly result the underlayer dependence of the PMA in CFMS ultra-thin films.

Acknowledgment

This work was partially supported by MEXT-Supported Program for the Strategic Research Foundation at Private Universities, 2013–2017.

References

- [1] H. Yoda, *et al.*, *Curr. Appl. Phys.* **e10**, 387 (2010).
- [2] Z. Wen *et al.*, *Adv. Mater.* **26**, 6483–6490 (2014).
- [3] T. Kamada *et al.*, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 2600304 (2014).
- [4] T. Kubota *et al.*, *Mater. Trans.* **57**, 773 (2016).

有機金属分解法を用いて作製した磁性ガーネット薄膜の磁気異方性

齊藤日菜、芦澤好人、中川活二
(日本大学)

Magnetic anisotropy of garnet films fabricated by metal organic decomposition method

H. Saito, Y. Ashizawa, and K. Nakagawa

(Nihon University)

はじめに

酸化物フェリ磁性体である磁性ガーネットはダンピング定数が小さいため、スピン波伝搬用材料として注目されている。我々は高機能化・高性能化を目指して種々の元素を置換した磁性ガーネット¹⁾の検討を行っている。一般的に Liquid Phase Epitaxy (LPE)法で作製した薄膜の結晶性は優れているが、多種の組成のガーネット膜作製には効率が悪い。そこで我々は、幅広く組成の異なる薄膜作製試作が比較的容易な有機金属分解 (MOD)法によるガーネット膜作製を行い、まず基本特性を求め、その後 LPE 法による成膜へのステップを考えた。MOD 法で作製した磁性ガーネット薄膜は、その結晶性の不十分さからスピン波の散乱等の欠点も予想され、この点もクリアにしていきたい。本報告では、ガラス基板上、 $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG)単結晶基板上に MOD 法による磁性ガーネット薄膜を作製・評価した。

実験方法

試料には、 $\text{Y}_{1.5}\text{Bi}_1\text{R}_{0.5}\text{Fe}_4\text{Ga}_1\text{O}_{12}$ ($\text{R} = \text{Dy}, \text{Eu}$)を用いた。 $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG)をホストガーネットとし、磁気光学効果が大きい Bi を置換し、また磁気歪み定数が異なる Dy, Eu を置換した。コーニング社製ガラス基板、GGG (111)単結晶基板上にそれぞれ MOD 溶液を塗布、スピコートし、有機溶媒を蒸発させるために 100°C で 10 分間、乾燥させた。次に有機物を分解し揮発させるために 450°C で 10 分間、仮焼成を行った。スピコートから仮焼成までの工程を 1 回行うことで膜厚は 40 nm 程度である²⁾。この工程を 4 回繰り返したため膜厚は 160 nm 程度である。最後に試料を結晶化させるために 750°C で 3 時間、本焼成を行った。試料の磁気特性を磁気ファラデー効果により評価した。薄膜の歪み誘導磁気異方性エネルギー K_u は次のように表される¹⁾。

$$K_u = -\frac{3}{2}\lambda \frac{E_f}{1-\nu_f} \left[(1-\eta) \frac{a_s - a_f}{a_f} + \eta(\alpha_f - \alpha_s)\Delta T \right] \quad (1)$$

ここで λ は薄膜の磁気歪み定数、 E_f 、 ν_f はそれぞれ薄膜のヤング率、ポアソン比、 a_f 、 a_s はそれぞれ薄膜、基板の格子定数、 α_f 、 α_s はそれぞれ薄膜、基板の熱膨張係数、 ΔT は成長温度と室温の差である。また、 η は薄膜が受ける基板の結晶格子による歪みの開放度であり、その膜応力は $\eta = 0$ では格子定数差で決定され、 $\eta = 1$ では熱膨張力差で決定されることを意味する。

実験結果

ガラス基板上 $\text{Y}_{1.5}\text{Bi}_1\text{R}_{0.5}\text{Fe}_4\text{Ga}_1\text{O}_{12}$ ($\text{R} = \text{Dy}, \text{Eu}$)薄膜は、XRD から多結晶であることを確認した。磁気トルク測定より、ガラス基板上 Dy, Eu 置換薄膜の K_u はそれぞれ $3.92 \times 10^3 \text{ erg/cc}$ 、 $5.63 \times 10^3 \text{ erg/cc}$ であった。一方、 λ を $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($\text{R} = \text{Y}, \text{Dy}, \text{Eu}$)の磁気歪み定数¹⁾の加重平均値とし、 $\eta = 1$ での K_u を式(1)より算出すると、Dy, Eu 置換薄膜の K_u は $3.72 \times 10^4 \text{ erg/cc}$ 、 $-7.40 \times 10^3 \text{ erg/cc}$ となり磁気トルク測定結果と一致しない。これより、熱膨張係数差だけの議論は不十分であり、歪み緩和等の考慮も必要だと考えられる。

GGG 単結晶基板上 $\text{Y}_{1.5}\text{Bi}_1\text{R}_{0.5}\text{Fe}_4\text{Ga}_1\text{O}_{12}$ ($\text{R} = \text{Dy}, \text{Eu}$)薄膜は XRD からエピタキシャル成長が確認され、それぞれの格子定数は $12.45 \text{ \AA}$ 、 $12.43 \text{ \AA}$ であった。GGG 基板上に作製した Dy, Eu 置換薄膜の膜面垂直の磁気ファラデーヒステリシスを Fig. 1 に示す。これより Eu 置換薄膜の有効磁気異方性が Dy 置換薄膜の場合より大きいと考えられる。前述同様に加重平均した λ を用いて、格子定数差と熱膨張係数差の寄与を考えるために、 $\eta = 1$ 、 0 のときの GGG 基板上の K_u を求め、Table 1 に示す。基板との格子定数差から歪み誘導磁気異方性が誘起される条件である $\eta = 0$ のとき、Dy, Eu 置換薄膜の K_u はそれぞれ負、正となり、Fig. 1 の傾向と一致し、XRD の結果とも整合した。

謝辞

本研究の一部は、平成 25～29 年度文部科学省私立大学戦略的研究基盤形成支援事業 (S1311020) の助成を受けて行った。

参考文献

- 1) K. Matsuumi, "Magnetic bubbles", edited by S. Iida and H. Kobayashi (Maruzen, Japan, 1977), pp. 84-92. [in Japanese]
- 2) T. Ishibashi, A. Mizusawa, N. Togashi, T. Mogi, M. Houchido, K. Sato: J. Crystal Growth, **275**, e2427-e2431 (2005).

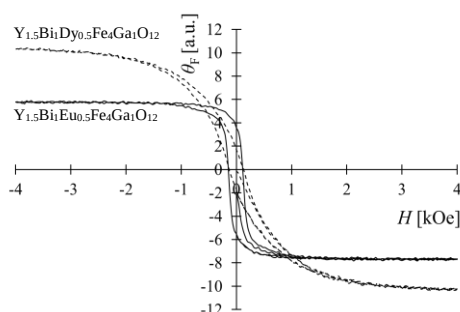


Fig. 1 Magnetic Faraday loop of $\text{Y}_{1.5}\text{Bi}_1\text{R}_{0.5}\text{Fe}_4\text{Ga}_1\text{O}_{12}$ ($\text{R} = \text{Dy}, \text{Eu}$) garnet films on $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ substrates.

Table 1 Magnetic anisotropy energy K_u of $\text{Y}_{1.5}\text{Bi}_1\text{R}_{0.5}\text{Fe}_4\text{Ga}_1\text{O}_{12}$ ($\text{R} = \text{Dy}, \text{Eu}$) garnet films on $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ substrates calculated from Eq. 1.

R	K_u [erg/cc]	
	$\eta = 0$	$\eta = 1$
Dy	-14.45×10^4	2.21×10^4
Eu	2.57×10^4	-0.66×10^4

スピネルフェライト薄膜の一軸異方性と軌道角運動量

井上順一郎^{1,2}、田結庄健¹、松本光玄¹、柳原英人¹、喜多英治¹

(筑波大学理工学域¹、東北大学応用物理学専攻²)

Uniaxial magnetic anisotropy and orbital angular momentum of spinel-ferrite thin films

J. Inoue^{1,2}, T. Tainosho¹, M. Matsumoto¹, H. Yanagihara¹, and E. Kita¹

(Inst. Appl. Phys., Univ. of Tsukuba¹, Dept. Appl. Phys. Tohoku University²)

はじめに

CoFe₂O₄ および NiFe₂O₄ などのスピネルフェライトはよく知られた酸化物磁性体である。最近スパッタ法を用いてエピタキシャル成長させたこれらのスピネルフェライト薄膜において、良好な磁気特性が発現する。特に、MgO(001)基板上のコバルトフェライトは 10Merg/cm³ 以上の一軸異方性を示す[1]。さらに MgAl₂O₄(001)基板上の CoFe₂O₄ および NiFe₂O₄ 薄膜も面内磁気異方性ながら大きな磁気異方性を示す[2,3]。このよう大きな磁気異方性はスピネルフェライトの格子定数が(001)基板により変調されるため生じると理解され、現象論を用いて定式化されている[4]。しかしながら、その現象論では異方性エネルギーと格子定数 c/a との関係が不明瞭のままとなっている。そこで本研究では電子論を用いて、磁気異方性と c/a との関係を明らかにする。併せて、磁性イオンの軌道角運動量の c/a 依存性を求め、実験と比較する。

モデル

磁性イオンとその周りの再隣接酸素イオンを含むクラスターに、p-d 混成とスピン軌道相互作用 (SOI) を取り入れた 1 電子模型を採用する。電子状態の計算には既存の tight-binding 法を採用する。SOI としては原子内 SOI を採用する。磁化方向を変化させたときの基底状態のエネルギーから磁気異方性エネルギーを求める。

計算結果

スピネルフェライト内 Fe²⁺, Co²⁺, Ni²⁺イオンの面直・面内磁気異方性エネルギーの c/a 依存性をそれぞれ Fig. 1 (a), (b), (c)に示す。緑色で示した領域が実験値に対応する。SOI の値を 0.01-0.02 eV/atom とすると実験結果をよく説明できる。また現象論の結果も再現している。

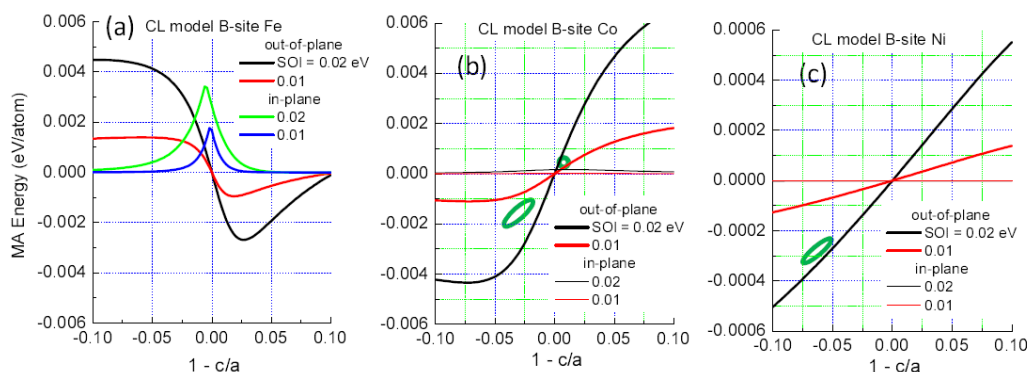


Fig.1 (a) Fe²⁺, (b)Co²⁺, (c) Ni²⁺における面直・面内磁気異方性の c/a 依存性。緑枠領域が実験値。

参考文献 : [1] T. Niizeki et al., APL103, 162409(2013), [2]田結庄ら、日本磁気学会 8pB14 (2015)、[3]松本ら、日本磁気学会 8pB12 (2015)、[4] J. Inoue et al., Matr. Res. Exp. 1, 046106 (2014).