

日本磁気学会論文特集号

5 巻 1 号

ONLINE ISSN: 2432-0471

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

CONTENTS

Thin Films, Fine Particles, Multilayers, Superlattices

- アモルファス Fe-B 軟磁性微粒子の静的・動的磁気特性
..... 村田啓太・宮崎孝道・増本 博・遠藤 恭 1

Spin Electronics

- 多磁区状態の強磁性薄膜におけるスピン波伝播の外部磁場依存性
..... 根津昇輝・関口康爾 6

Measurement Technique, High-Frequency Devices

- 自動車により発生する環境磁気雑音の評価
..... 齊藤大介・小嵐愛子・林 実・堺 健司・紀和利彦・塚田啓二 10
- フィゾー光干渉法による磁歪測定装置の作製
..... 梅津勝平・高橋 豊・稲葉信幸 16

Power Magnetics

- NANOMET® 積層コアを適用した高速 SR モータの実機評価
..... 永井歩美・三ツ谷和秀・平本尚三・中村健二 22
- プレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルによる直流重畳下のヒステリシス解析
..... 細野雄也・羽根吉紀・中村健二 27
- 三相ハイブリッド鉄心構造の磁束密度分布に関する検討
..... 小林千絵・栗田直幸・小木 瑞・西水 亮・山岸 明 32
- シームレスな極薄鋼板の磁気ガイドウェイシステムの開発（マルチボディダイナミクスを用いた外乱振動の入力に対する振動抑制効果に関する考察）
..... 中須賀峻・奈良輪祥泰・石原 宙・山口 遼・小川和輝・成田正敬・加藤英晃 37
- 壁面振動を利用した超小型モビリティの騒音制御システムの開発（超磁歪アクチュエータの性能に関する基礎的検討）
加藤太郎・北村拓也・前原史弥・中山弘也・池田圭吾・遠藤文人・加藤英晃・成田正敬 44
- 分割モデルを用いたリッツ線における損失発生メカニズムの解析
..... 朝雛えみり・上田祐資・永井歩美・石飛 学 50

Board of Directors of The Magnetics Society of Japan

President:	K. Nakagawa
Vice Presidents:	S. Sugimoto, S. Matsunuma
Directors, General Affairs:	Y. Miyamoto, H. Saito, H. Yuasa
Directors, Treasurer:	K. Ishiyama, H. Takahashi
Directors, Planning:	S. Nakagawa, T. Kondo
Directors, Editorial:	T. Ono, T. Kato
Directors, Public Relations:	S. Greaves, S. Sakurada
Directors, International Affairs:	M. Nakano, H. Yanagihara
Specially Appointed Director, Gender Equality:	F. Akagi
Specially Appointed Director, Societies Collaborations:	K. Fujisaki
Specially Appointed Director, International Conferences:	Y. Miyamoto
Auditors:	R. Nakatani, Y. Takano

アモルファス Fe-B 軟磁性微粒子の静的・動的磁気特性

Static and Dynamic Magnetic Properties of Amorphous Fe-B Soft Magnetic Particles

村田 啓太^{a)†}・宮崎 孝道^{a)}・増本 博^{b)}・遠藤 恭^{a), c), d)}^{a)} 東北大学大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-04(〒980-8579)^{b)} 東北大学学際科学フロンティア研究所, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-3(〒980-8578)^{c)} 東北大学高等研究機構先端スピントロニクス研究開発センター, 仙台市青葉区片平 2-1-1(〒980-8577)^{d)} 東北大学スピントロニクス学術連携研究教育センター, 仙台市青葉区片平 2-1-1(〒980-8577)K. Murata^{a)†}, T. Miyazaki^{a)}, H. Masumoto^{b)}, and Y. Endo^{a), c), d)}^{a)} Graduate School of Engineering, Tohoku University, 6-6-04 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan^{b)} Frontier Research Institute for Interdisciplinary Sciences, Tohoku University, 6-6-04 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan^{c)} Center for Science and Innovation in Spintronics, Tohoku University, 2-2-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, 980-8577, Japan^{d)} Center for Spintronics Research Network, Tohoku University, 2-2-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, 980-8577, Japan

This paper describes a study on the static and dynamic magnetic properties of submicron-size amorphous Fe-B particles synthesized by using a liquid-phase reduction method. These particles possess superior soft magnetic properties without a deterioration in saturation magnetization compared with Fe base alloys. As for the dynamic magnetic properties of these particles, their peak originating from ferromagnetic resonance can be observed in the GHz range, and their half-widths broaden between 3-6 GHz. These results suggest that these particles are candidates for next-generation noise suppression sheets using magnetic loss for 5G applications.

Key words: magnetic particles, amorphous, complex permeability, noise suppression, microwave absorber

1. 諸言

近年, 5G の進展にともない, 3~6 GHz の周波数帯域で利用される携帯端末デバイスの台数が増加の一途をたどっている. これらのデバイスにおける動作周波数帯がより高い GHz 帯へ移行することによって, デバイス内部での電磁両立性 (Electromagnetic Compatibility: EMC) と電磁障害 (Electromagnetic Interference: EMI) が深刻な問題となっている¹⁾⁻³⁾. この問題を解決するために, 不必要な電磁波を強磁性共鳴 (Ferromagnetic Resonance: FMR) 現象を利用してジュール熱に変換して放出する磁性材料からなる電磁ノイズ抑制体 (Noise Suppression Sheet: NSS) の研究開発が積極的に進められている.

NSS を構成する磁性材料として要求される軟磁気特性は, 高い飽和磁化 (M_s), 高い透磁率 (μ), 高い FMR 周波数 (f_{FMR}), さらに f_{FMR} ピークのブロードバンド化である. これまでに, Fe 系材料は, 高い M_s , 低い保磁力 (H_c), 高いキュリー温度という優れた軟磁気特性を有することが報告されてきた^{1), 4)}. なかでも, フェライトは, μ が高く代表的な Fe 系軟磁性材料として知られているものの, M_s が低いという欠点が指摘されている. 一方で, Fe と半金属元素 (B, C, N, Si, P) とを組み合わせた二元系もしくは三元系合金の場合には, フェライトにおいて課題とされる M_s の低下を抑えつつ高周波数帯でも μ が高いといった研究結果が得られてきた^{5), 6)}. これらの粉末形状の磁性材料では, 集合体の場合でのさらなる透磁率の上昇のためには, 個々の微粒子の反磁界を低減させながら体積充填率を上昇させることが重要となる. また, 周波数 f が高く

なるにつれて渦電流損失 ($\propto f^n$, $n < 2$) が増大することが問題となっている. μm オーダーのカルボニル Fe 粉は GHz 帯において渦電流損失が顕在化する⁷⁾ことが報告されている.

これらの問題を改善する方法の1つとして, 合金のアモルファス化があげられる. アモルファス金属材料は, 合金と異なり, 原子配列の規則性がなく, 抵抗率の増加とその周波数による変化があまり見られないといった特徴を有している. これらの特徴は, 高い周波数帯域での渦電流損失の抑制につながるだけでなく, 軟磁気特性も向上できる⁸⁾. アモルファス金属材料は 1980 年代から主にロール急冷法により作製されて, 薄帯形状の高周波磁心材として広く利用されてきた. しかしながら, これらの磁心材は, 形状の関係から積層型やトロイダル状などへの適用に限定されてきた. そのため, 成形時に任意の形状を容易に得られる粉末形状の材料合成に関する研究開発が盛んに行われてきた.

粉末形状のアモルファス金属材料の合成には, 一般に, 水アトマイズ法や, ガスアトマイズ法, 粉砕法などが利用されている. しかしながら, これらの方法では工業的な汎用性が高いものの, 合成できる最小の平均粒径が μm オーダーであり, 粒径分布が広く, それらに加えて粒径が大きくなるにつれて結晶相の混在がみられるなど, いくつかの問題を抱えている. 一方, 本研究でも用いられる水溶液還元反応法は, 水溶液から金属イオンを化学的に還元して金属微粒子を合成する方法である. 島田氏は, この方法を用いて 300 nm の粒径を有する Fe-B-P 軟磁性微粒子を合

成し、その磁気損失が 0.1~10 GHz と広い範囲に及ぶことを報告している¹⁰⁾。島田氏らの報告は、この方法を用いてサブミクロンの粒径を有し、高飽和磁化かつ高周波磁気特性を有するアモルファス軟磁性微粒子を合成できれば、高いフィラー充填率においても反磁界の低減と GHz 帯での渦電流損失の抑制を同時に満たすことが可能であることを示唆している。しかしながら、前述した水溶液還元反応法を用いた微粒子合成法に関して、還元剤の滴下量や水溶液の浴温を制御するなど合成条件を変化させた状態で微粒子合成を行い、それらの磁気特性の粒径や化学組成による変化については詳細な検討が行われていない。本論文では、高い M_s を有する Fe を基としたアモルファス Fe-B に着目し、その微粒子を水溶液還元反応法により合成した。得られた微粒子における磁気特性の粒径による変化について検討した。

2. 実験方法

Fe-B 微粒子の合成法は、還元剤滴下量制御と超音波洗浄機内の浴温制御ができるように、島田氏らによる水溶液還元反応法¹⁰⁾を一部改良した方法である。微粒子合成装置の概略図を Fig. 1 に示す。微粒子合成に用いた溶液は Fe 系反応液と B 系還元剤からなる滴下液である。Fe 系反応液は、硫酸鉄(II)七水和物 ($\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$, 純度 98.0 % 以上)、塩化アンモニウム (NH_4Cl , 純度 98.5 %) およびクエン酸三ナトリウム二水和物 ($\text{C}_6\text{H}_5\text{Na}_3\text{O}_7 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, 純度 99.0 % 以上) を精製水に溶解させ、水酸化ナトリウム (NaOH , 純度 97.0 % 以上) 水溶液 (pH 調整剤) により pH=9 に調整したものである。B 系還元剤溶液は水酸化ホウ素ナトリウム (NaBH_4 , 純度 92.0 % 以上) を精製水に溶解させたものである。大気中で Fe 系反応液を超音波振動および攪拌しながら、B 系還元剤溶液を滴下することで析出した生成物をエタノールおよび精製水で洗浄し Fe-B 微粒子を得た。改良した微粒子の合成条件として還元剤滴下用チューブの径と超音波洗浄機内の浴温を 0–50 °C の範囲で変化し、還元剤の滴下量および反応液の浴温を制御した。反応液の浴温を一定として還元剤の滴下量を変化させて合成した微粒子を Sample-A、還元剤の滴下量を一定として反応液の浴温を変化させて合成した微粒子を Sample-B とする。なお、微粒子合成法の詳細は Ref. 11, 12 に記載済みである。

合成した微粒子の形状および結晶構造評価には走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscopy: SEM) および透過型電子顕微鏡 (Transmission Electron Microscopy: TEM) を、磁気特性は振動試料型磁力計 (Vibrating Sample Magnetometer: VSM) を、S パラメータ法による複素透磁率測定にはベクトルネットワークアナライザ (Vector Network Analyzer: VNA) を用いて評価した。なお、磁気特性評価で用いた試料は粉末と合成樹脂を混合してコンポジット材とし、ポリミド基板の上に膜厚 50 μm 程度で均一に塗布したものである。

3. 結果と考察

Fig. 2 は、合成した Fe-B 微粒子の SEM 像である。いずれの合成条件においても合成した Fe-B 微粒子の形状は球形であり、おおむね分散傾向がみられた。得られた SEM 像より粒度分布およびメディアン径 (D_{50}) を評価した。Sample-A (Fig. 2(a)) では、粒度分布は還元剤滴下量の増加にともない狭くなった。 D_{50} はおよそ滴下量の増加にともない 490 nm から 300 nm へと減少した。一方、Sample-B (Fig. 2(b)) では、粒度分布は浴温の上昇にともない広がった。 D_{50} は浴温の上昇にともないおよそ 250 nm から 330 nm へと増加した。これらの結果は、合成条件を調整することで、サブミクロン領域での所望の D_{50} を有する Fe-B 球形微粒子の合成が可能であることを示している。また、Fig. 3 は、合成した Fe-B 微粒子の電子回折像である。結晶構造に由来する明瞭な回折リングもしくは回折スポットは観測されず、ハローパターンのみ観測された。この結果から合成した Fe-B 微粒子の構造はアモルファス状態となっていることがわかった。

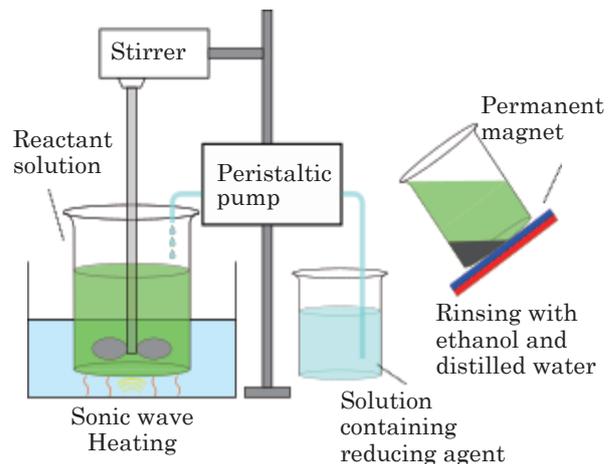


Fig. 1 Schematic diagram illustrating the liquid-phase reduction method used for the synthesis of Fe-B particles.

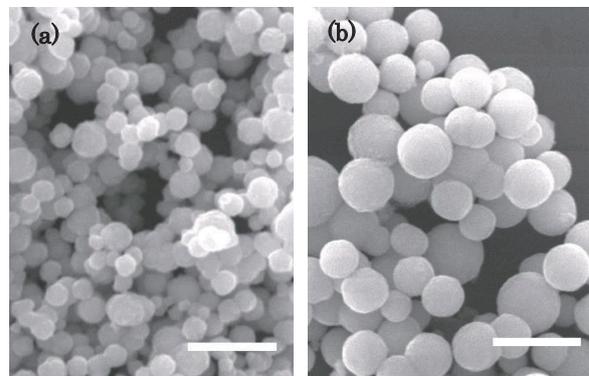


Fig. 2 (a),(b) SEM images of Fe-B particles with median diameters (D_{50}) of (a) 300 nm and (b) 490 nm. Scale bar: 1 μm

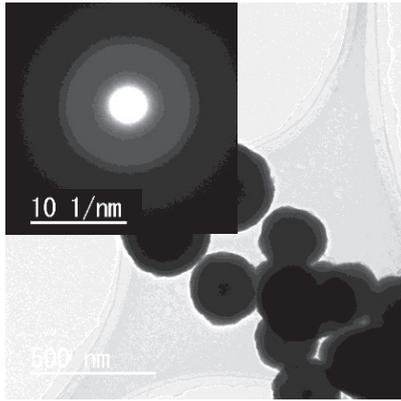


Fig. 3 TEM image of Fe-B particles with a median diameter (D_{50}) of 490 nm. Inset : Halo ring pattern of Fe-B particles.

Fig. 4 は、合成した Fe-B 微粒子のヒステリシス曲線の 1 例である。 D_{50} に関係なく、いずれも弱い外部磁界強度領域では磁化がほぼゼロに近く、外部磁界強度の増加とともに磁化が線形的に増加し、4 kOe 以上の外部磁界強度領域では磁化が飽和した。また、いずれの D_{50} においてもヒステリシス形状はとても狭く、ヒステリシス損失が低いことが示唆される。合成した Fe-B 微粒子の磁化曲線から得た飽和磁化(σ_s)や保磁力(H_c)と D_{50} の関係を Fig. 5 および Fig. 6 に示す。 Fig. 5 に示すように、 σ_s は D_{50} に関係なくほぼ一定となった。それらの値は 131.9~150.5 emu/g であり、粒子表面の酸化や微粒子の測量時における誤差を考慮すると、合成条件によらず組成比はおおむね一定であるものと考えられる。また、これらの値は、島田氏¹⁰⁾らが報告している水溶液還元反応法による Fe-B-P 微粒子 ($\sigma_s = 138.4 \sim 149.7$ emu/g) とほぼ同じ値であり、榛葉氏¹³⁾らが報告している N_2 気体フロー条件における Fe-B 微粒子 ($\sigma_s = 155.5$ emu/g) より少し低い値となった。この原因は、Fe-B 組成の違いによるものと考えられる。 Fig. 6 に示すように D_{50} の増加にともない H_c はおよそ 42 Oe から 12 Oe へと減少傾向となった。この挙動は、 D^{-1} の近似曲線を描くと、おおむね D^{-1} の近似曲線に沿っていた。これは合成した Fe-B 微粒子の D_{50} 領域が多磁区領域にあり¹⁴⁾、 D_{50} がよく見積もられていたことを意味している。

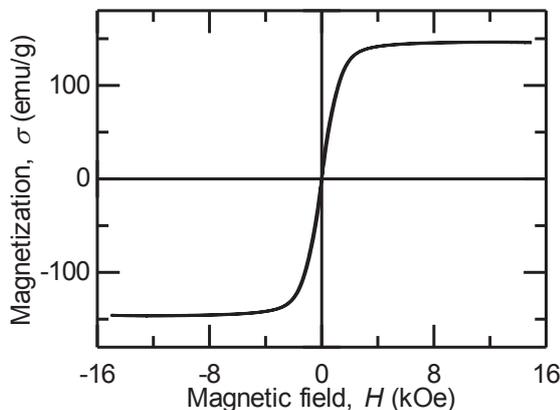


Fig. 4 Hysteresis loop of amorphous Fe-B particles with D_{50} of 490 nm.

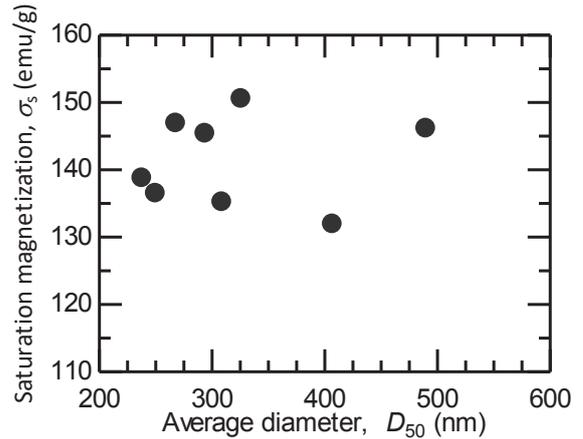


Fig. 5 Size dependence of saturation magnetization (σ_s) for amorphous Fe-B particles.

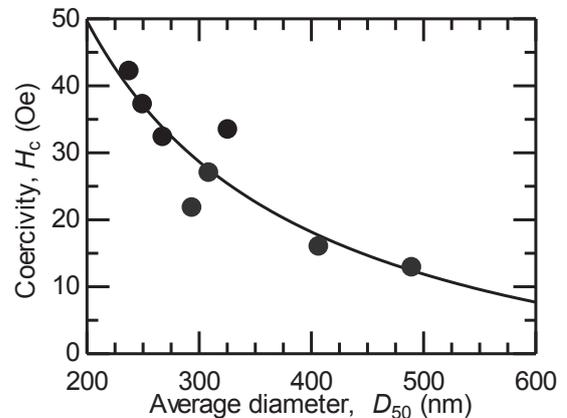


Fig. 6 Size dependence of coercivity (H_c) for amorphous Fe-B particles.

次に合成した Fe-B 微粒子の高周波磁気特性を理解するために、複素透磁率 (μ) を評価した。その代表例を Fig. 7 に示す。いずれの D_{50} においても、複素透磁率の実部 (μ') はおよそ 0.5 GHz 付近の周波数帯域までは一定で、0.5 GHz 以上の周波数帯域では急激に減少した。虚部 (μ'') は μ' が減少し始める 0.5 GHz 付近の周波数から増加し、1~3 GHz の周波数帯域でブロードなピークとなった。このピークは外部磁界印加にともない高周波数帯域に移動することから FMR に由来することが確認された。この挙動のメカニズムを理解するために、微粒子における透磁率の周波数特性に関して、渦電流および粒度分布を考慮して数値計算を行った。渦電流を考慮した透磁率の式¹⁵⁻¹⁹⁾は、

$$A(R, \rho, \mu_i, f) = \frac{2(kR \cos kR - \sin kR)}{\sin kR - kR \cos kR - k^2 R^2 \sin kR} \quad (1)$$

$$k = (1 - i) \left(\frac{\pi f \mu_i}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

となる。 $D_{50}=490$ nm の Fe-B 微粒子の場合、粒度分布評価で求めた各粒子半径 (R)、Bruggeman の Effective Medium Theory により導出した微粒子本来の透磁率 ($\mu_i=7.63$) および電気抵抗率 ($\rho=1.2 \mu\Omega \cdot m$) を (1), (2) 式に代入し

て各粒径の透磁率を求め、それらの総和を全粒度（およそ 240 個分）で割って透磁率の平均値を算出した。Fig. 8 の実線からわかるように、数 GHz までは虚部 μ'' の渦電流による増加が見られなかった。一方で、 $D = 1 \mu\text{m}$ ($R = 500 \text{ nm}$) の $\alpha\text{-Fe}$ 微粒子の場合 ($\mu_i = 100$, $\rho = 0.1 \mu\Omega \cdot \text{m}$)、破線で示すように、数百 MHz から虚部 μ'' の渦電流による増加が見られた。この結果から、ブロードなピークは渦電流の影響によるものではないと考えられる。また、結晶磁気異方性磁界や微粒子特有の表面層、歪み、欠陥等に起因する等価的な異方性磁界などが無視できない場合、集合体からなる微粒子における磁気共鳴周波数 (f_{FMR}) は、

$$f_{\text{FMR}} = \frac{\gamma}{2\pi} (N_{\text{def}} \cdot M_s + H_a) \quad (2)$$

となる²⁰⁾。ここで、 N_{def} は有効反磁界係数、 H_a は異方性磁界である。集合体からなる微粒子では、孤立微粒子の反磁界から微粒子間で生じる静磁氣的相互作用を引いた N_{def} が個々の微粒子によって差が生じるために、 f_{FMR} が分散するものと考えられる。これらのことから、この FMR に由来するブロードなピークは微粒子間で生じる静磁氣的相互作用と有効反磁界の影響によるものと考えられる。

Fig. 9, Fig. 10 は、コンポジット材における透磁率の虚部の f_{FMR} および線幅 (Δf_{FMR}) の D_{50} による変化である。 f_{FMR} は D_{50} の増加にとまいないおよそ 2.49 GHz から 1.66 GHz へとおおむね減少していた。(3) 式において、コンポジット材の充填率はおよそ 50 vol.% であり、アモルファスであるため、コンポジット材全体の N_d および H_a の変化はほとんどない。その一方で、 f_{FMR} の D_{50} による変化において M_s と異なる傾向を示し、 f_{FMR} は $D^{-0.48}$ に比例した。

この挙動は Exchange resonance mode²¹⁾による nm サイズの微粒子の場合 ($f_{\text{FMR}} \propto D^{-2}$) と異なっているものの、微粒子固有の f_{FMR} のオーダー自体は Exchange resonance mode による f_{FMR} と同じ程度となった。このことから、Exchange resonance mode による影響が弱くなっていることによるものと考えられる。また、 Δf_{FMR} は 5G 通信に利用される周波数帯域である 3~6 GHz を包含していた。この結果は、水溶液還元法を用いて合成した Fe-B 微粒子が 5G 通信デバイス用次世代 NSS の材料候補であることを示している。さらに、本研究で合成したアモルファス Fe-B 軟磁性微粒子の磁気特性において、他のサブミクロン軟磁性球形微粒子 (Fe-B-P¹⁰⁾ および Ni-Fe²²⁾ の磁気特性と比較すると、その飽和磁化が他の微粒子に比べて同等もしくは高く、その FMR 周波数および半値幅は他の微粒子に比べて十分高くブロードとなった。また、Fe-B 微粒子では GHz 帯での渦電流損失を十分に抑制されていることも明確である。以上のことから、本研究で合成したアモルファス Fe-B 軟磁性微粒子は、従来のサブミクロン微粒子に比べると、高い飽和磁化でかつ優れた高周波磁気特性を有していることがわかった。

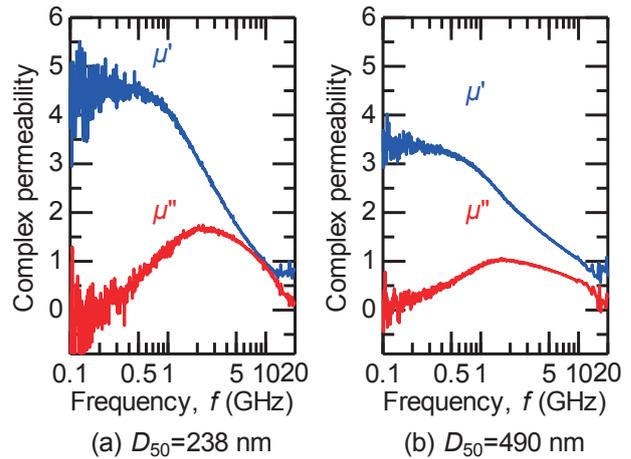


Fig. 7 Complex permeability of Fe-B composite with D_{50} of (a) 238 nm and (b) 490 nm.

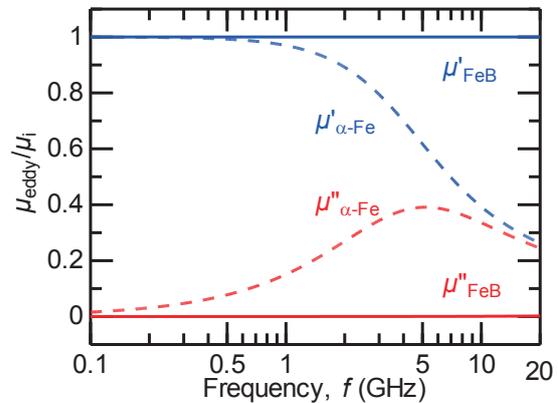


Fig. 8 Calculated complex permeability due to eddy current losses in spherical particles. Solid and dotted line indicate real and imaginary parts of complex permeability respectively of Fe-B and $\alpha\text{-Fe}$ particles.

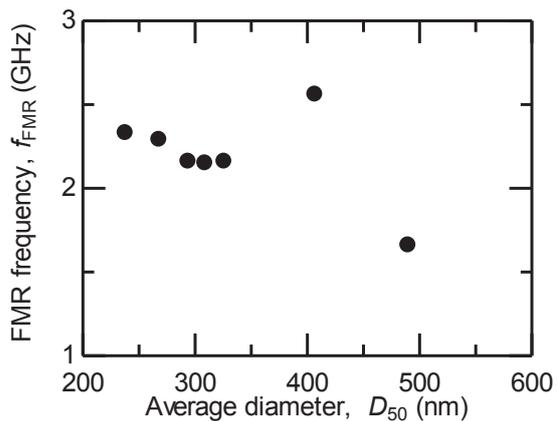


Fig. 9 Size dependence of f_{FMR} for amorphous Fe-B composite.

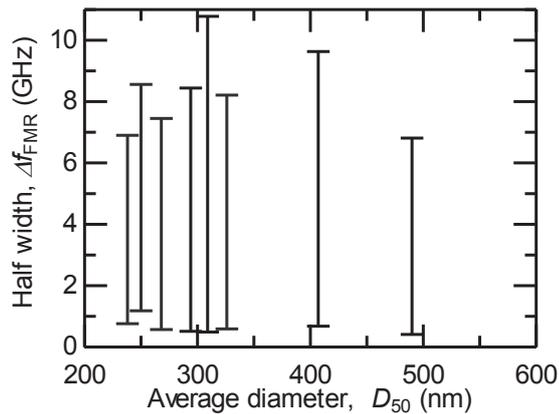


Fig. 10 Size dependence of Half Width Δf_{FMR} for amorphous Fe-B composite.

4. まとめ

水溶液還元法を用いたアモルファス Fe-B 微粒子を合成して、その構造および磁気特性の平均粒径による変化について検討および考察を行った。

合成した Fe-B 微粒子はサブミクロン領域の粒径を有しており、それらの形状は球形であった。結晶構造はアモルファス状態であった。

また、磁気特性に関しては、 σ_s は D_{50} にあまり依存せず 131.9~150.5 emu/g となった。 H_c はおよそ 12~42 Oe であり、 D_{50} の増加にともないおおむね減少した。また、複素透磁率 μ は、虚部 μ'' が 1~3 GHz において FMR にともなうブロードなピークを示し、 Δf_{FMR} は 0.5~10 GHz 程度であった。

以上より、アモルファス Fe-B 軟磁性微粒子は 5G 通信デバイスにおける次世代 NSS への応用が可能な微粒子であることを示している。

謝辞 本研究の一部は、JSPS 科研費 JP19K21952 の助成と、東北大学スピントロニクス学術連携研究教育センター (CSRN)、東北大学先端スピントロニクス研究開発センター (CSIS)、東北大学国際集積エレクトロニクス開発センター (CIES)の支援のもとで行われました。

References

- 1) D. L. Huber: *Small*, **5**, 482–501, (2005).
- 2) K. Liu, J. Nogués, C. Leighton, H. Masuda, K. Nishio, I. V. Roshchin, I. K. Schuller: *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4434–4436, (2002).
- 3) T. Togawa, M. Oshima, K. Suma, Y. Fujimori, M. Hori: *Med. Biol. Eng. Comput.*, **5**, 165–168, (1967).
- 4) T. Ueno, H. Tsuruta, T. Saito, A. Watanabe: *SEI Technol. Rev.*, **82**, 9–15 (2016).
- 5) G. X. Tong, W. H. Wu, Q. Hu, J. H. Yuan, R. Qiao, H. S. Qian: *Mater. Chem. Phys.*, **132**, 563–569, (2012).
- 6) G. X. Tong, W. H. Wu, Q. Hua, Y. Q. Miao, J. G. Guan, H. S. Qian: *J. Alloys Compd.*, **509**, 451–456, (2011).
- 7) B. Zhou, Y. Wang, F. Li, L. Tang, T. Wang, L. Qiao: *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50**, 475001 (2017).
- 8) F. E. Luborsky: *Butler & Tanner Ltd.*, **1-6**, 382–396, 0-408-11300-9 (1983).
- 9) X. Zheng, J. Feng, F. Pu, Y. Lan, Y. Zong, X. L. H. Wu: *Adv. Powd. Technol.*, **27**, 704–710 (2016).
- 10) Y. Shimada, Y. Endo, M. Yamaguchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Imano, H. Matsumoto, S. Yoshida: *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 4298–4301 (2009).
- 11) B. Fang, T. Miyazaki, H. Aoki, H. Masumoto, Y. Endo: The Papers of Tech. Meeting Magn., IEEJ, MAG-19-080, 7-11 (2019).
- 12) K. Murata: Study on Static and Dynamic Magnetic Properties of Amorphous Fe-B Particles, Graduation Thesis, School of Eng., Tohoku Univ., (2020).
- 13) K. Shimba, N. Tezuka and S. Sugimoto: *Mater. Sci. Eng.*, **B177**, 251–256 (2012).
- 14) G. Herzer: *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 5, 1397–1402, (1990).
- 15) A. Berthault, D. Rousselle, G. Zerah: *J. Magn. & Magn. Mater.*, **112**, 477–480 (1992).
- 16) L. Olmedo, G. Chateau, C. Deleuze, and J. L. Forveille: *J. Appl. Phys.*, **73**, 6992–6994 (1993).
- 17) D. Rousselle, A. Berthault, O. Acher, J. P. Bouchaud, P. G. Zerah: *J. Appl. Phys.*, **74**, 475–479 (1993).
- 18) R. Ramprasad, P. Zurcher, M. Petras, M. Miller, P. Renaud: *J. Appl. Phys.*, **96**, 519–529, (2004).
- 19) L. Z. Wu, J. Ding, H. B. Jiang, C. P. Neo, L. F. Chen, C. K. On: *J. Appl. Phys.*, **99**, 083905 (2006).
- 20) Y. Shimada: *Magnetics Jpn.*, **5**, 74–81 (2010).
- 21) A. Aharoni: *J. Appl. Phys.*, **69**, 7762–7764, (1991).
- 22) G. W. Qin, W. L. Peia, Y. P. Rena, Y. Shimada, Y. Endo, M. Yamaguchi, S. Okamoto, O. Kitakami: *J. Magn. Magn. Mat.*, **321**, 4057–4062 (2009).

2020年12月23日受理, 2021年3月30日採録

多磁区状態の強磁性薄膜におけるスピン波伝播の外部磁場依存性

External Magnetic Field Dependence of Spin-wave Propagation in Ferromagnetic Thin Films with Multi-domain State

根津昇輝[†], 関口康爾^{*}

横浜国立大学理工学部, 横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5 (〒240-8501)

^{*}横浜国立大学大学院工学研究院, 横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5 (〒240-8501)

S. Nezu[†] and K. Sekiguchi^{*}

School of Engineering Science, Yokohama National Univ., 79-5 Tokiwadai, Hodogayaku, Yokohama, Kanagawa 240-8501, Japan

^{*}Faculty of Engineering, Yokohama National Univ., 79-5 Tokiwadai, Hodogayaku, Yokohama, Kanagawa 240-8501, Japan

The spin-wave propagation characteristics in ferromagnetic thin films with a multi-domain state were investigated by micromagnetic simulations and electrical measurements. The simulations showed that the spin waves propagated along the domain wall when excited at low frequencies. The resonance frequency shifted to a higher frequency when an external magnetic field was applied normal to the waveguide. By using a vector network analyzer, spin-wave propagation at the predicted resonance frequency was detected. The external magnetic field dependence of the resonance frequency agreed with the simulation result.

Key words: magnonics, spin wave, ferromagnetic thin film, Néel wall

1 はじめに

科学技術は急速な発展を遂げ、それにより生み出された電子機器は我々の生活に必要不可欠なものである。電子機器の高速化と小型化による素子の高密度化が進むにつれ、電流によって発生するジュール熱による影響が無視できない問題となっている。これに対し、磁化の歳差運動が波のように伝播するスピン波を用いたデバイスならば原理的にジュール熱が発生しないため、低消費電力であるマグノニックデバイスの開発を目指した研究が盛んに行われており¹⁻³⁾、マグノニックトランジスタ⁴⁾やスピン波ダイオード⁵⁾など、多くのデバイス⁶⁻⁸⁾が提案されている。

近年では微細加工技術の進歩により、ナノスケールのマグノニック導波路の作製が可能となった。ナノスケールのような狭いチャンネルへのスピン波の閉じ込めでは、エネルギー効率が大きく、伝播するスピン波の群速度が速いことが報告された⁹⁾。しかし、この方法では再構成可能なデバイスに必要な伝播経路を操作するための柔軟性に欠ける。そこで、磁性体内部の磁化の向きが異なる領域の境界である磁壁をナノサイズのマグノニック導波路として利用することに注目が集まっている¹⁰⁻¹⁷⁾。磁壁では局所的に有効磁場が減少し、ポテンシャル井戸が形成されるため、スピン波伝播が可能となる。先行研究では、面内磁化薄膜において、幅が数十ナノメートルのNéel磁壁にスピン波が閉じ込められ、磁壁が再構成可能なスピン波ナノチャンネルとなると実証された¹²⁾。また、マイクロフォーカス Brillouin 散乱分光法のラインスキャン方式により、磁壁に沿ってスピン波が伝播し、外部磁場の変化による磁壁の移動に伴う伝播経路のシフトが確認された¹³⁾。

本研究では、180° Néel 磁壁を有する多磁区状態の強磁性面内磁化薄膜を伝播するスピン波のマイクロマグネティックシミュレーションと電気計測を行った。シミュレーションでは、

導波路の短辺に沿ったスピン波強度分布を解析し、スピン波の伝播特性を調べた。また、外部磁場を変化させたときの、磁壁を伝播するスピン波の共鳴周波数を確認した。電気計測では、微細加工により試料を作製し、ベクトルネットワークアナライザを用いてスピン波共鳴周波数の外部磁場依存性の観測を試みた。

2 シミュレーション

2.1 スピン波導波路

多磁区状態の強磁性薄膜を伝播するスピン波の特性を調べるため、Mumax3を用いてマイクロマグネティックシミュレーションを行った¹⁸⁾。

本研究でスピン波導波路として用いる試料は、Fig. 1(a)に示すように、短辺1 μm、長辺20 μm、膜厚10 nmの矩形薄膜で

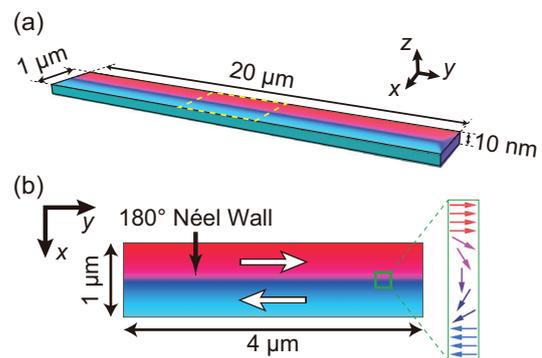


Fig. 1 (a) Three-dimensional view of thin-film strip with dimensions of 1 μm × 20 μm × 10 nm. (b) Top view of sample indicated by yellow dotted line in (a). White arrow indicates direction of magnetization. Magnetization configuration is enlarged in green frame.

ある。材料は Py ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) であり、材料定数はそれぞれ、ダンピング定数 $\alpha = 0.01$ 、飽和磁化 $M_s = 8.6 \times 10^5 \text{ A/m}$ 、交換定数 $A_{\text{ex}} = 1.6 \times 10^{-11} \text{ J/m}$ 、温度 $T = 0 \text{ K}$ と設定し、グリッドサイズは $256 \times 2048 \times 1$ とした。また、エッジからの反射による影響を避けるため、短辺では端から $0.05 \mu\text{m}$ 、長辺では端から $2 \mu\text{m}$ の範囲で $\alpha = 1$ とした。Fig. 1(b) は Fig. 1(a) において黄色の点線で囲われた部分の平面図である。白い矢印は磁化の向きを表しており、磁化の向きが 180° 異なる磁区が隣り合っている。磁区の間では磁気モーメントが z 軸周りで連続的に回転しており、短辺の中央に 180° Néel 磁壁が存在する。緑の枠で囲われた部分は拡大した磁化の模式図であり、磁壁中央において磁化は x 軸方向を向いている。この試料のような、膜厚が 10 nm の Py ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) 薄膜で形成される 180° Néel 磁壁の幅は 150 nm 程度である¹⁹⁾。

2.2 スピン波磁壁ナノチャネル

磁壁上の点に連続高周波磁場を印加し、スピン波を励起することで、導波路の長辺方向に進行し、磁壁を伝播するスピン波の分散関係と導波路の短辺方向に沿ったスピン波強度分布を解析した。

Fig. 2(a) は 0.60 GHz で励起したときの面外磁化成分 m_z を示しており、Fig. 2(b) は磁壁上を伝播した波の分散関係である。分散関係は、励起点から $-y$ 方向に $2 \mu\text{m}$ 離れた磁壁上の点で検出した m_z より求められる群速度 v_g から算出した。波数と周波数が対応しており、Fig. 2(a) に示すように、磁壁上に m_z が局在するため、 180° Néel 磁壁に沿ってスピン波が伝播すると分かる。Fig. 2(c) は 0.60 GHz で励起したときのスピン波強度分布である。挿入図に示すように、励起点から $2 \mu\text{m}$ 離れた位置で短辺に沿って強度を検出し、横軸は短辺の中央を 0 とした。スピン波強度は m_z^2 で評価し、縦軸は正規化したスピン波強度である。半値全幅は 42 nm であり、励起したスピン波は磁壁に閉じ込められると分かる。また、 0.20 GHz から 1.90 GHz で励起した場合の強度分布でも同様に、スピン波が磁壁に閉じ込められ、磁区での伝播は見られなかった。面内磁化薄膜において、磁壁と磁区ではスピン波の伝播特性が異なり、 2 GHz 以下の周波数ではスピン波が 180° Néel 磁壁に強く閉じ込められ、これより大きな周波数では、磁区を伝播するスピン波が支配的となると知られている¹⁵⁾。そのため、本シミュレーションのような低周波数では磁区を伝播するスピン波が検出されなかったと考えられる。

2.3 共鳴周波数の外部磁場依存性

前節の励起方法とは異なり、実験に即してアンテナに見立てた矩形にパルス磁場を印加し、波数を制限せずスピン波を励起した。Fig. 3(a) の挿入図に示すように、短辺方向に外部磁場を印加し、励起したスピン波を $2 \mu\text{m}$ 離れた位置で検出することで、スピン波強度分布と 180° Néel 磁壁上で解析した周波数スペクトルからスピン波共鳴周波数の外部磁場依存性を調べた。

外部磁場が強いと磁化が同一方向に揃った単一磁区状態となり磁壁が消失するため、弱い外部磁場を印加し、磁壁中央を流れるスピン波を解析した。短辺方向、ここでは x 軸方向に外部磁場を印加すると、Fig. 1(b) で示すように、磁壁中央での磁化の向きと外部磁場の向きが一致するため、磁壁が広がる。

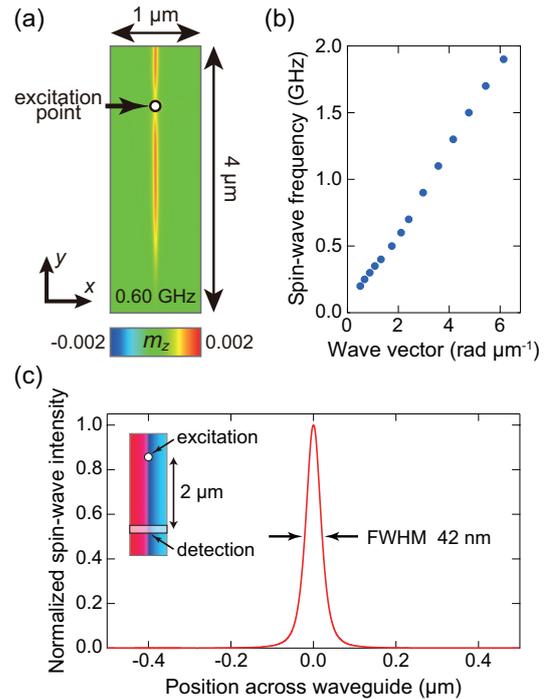


Fig. 2 Simulation results when spin wave was excited by continuous magnetic field at point on domain wall indicated by arrow. (a) Snapshots of out-of-plane component of magnetization m_z when $f = 0.60 \text{ GHz}$. (b) Dispersion relation of spin waves propagating through domain wall. (c) Spin-wave distributions detected at stripe $2 \mu\text{m}$ away from excitation point, as shown in inset. Full-width at half-maximum (FWHM) was 42 nm .

Fig. 3(a) はスピン波強度分布であり、縦軸は外部磁場を印加しないときの強度の最大値を 1 とした。 40 Oe 印加したときの半値全幅は 60 nm であり、外部磁場を印加しないときに比べて約 43% 広がり、外部磁場の印加によりスピン波の閉じ込めが弱くなると分かる。 Fig. 3(b) は磁壁中心を流れるスピン波の周波数スペクトルであり、スピン波の波数は制限されないため、 2 GHz 以下のスピン波が広範囲な分布をもち、Fig. 2(b) の磁壁を伝播するスピン波の分散関係と一致することから、前節のシミュレーション結果と矛盾するものではない。また、磁場の印加により周波数スペクトルのピークが高周波へシフトした。挿入図はピークにおける外部磁場・周波数依存性を示しており、灰色の破線は線形近似直線である。この直線の傾きは $\frac{\Delta f}{\Delta H} = 5.1 \times 10^6$ であり、外部磁場を増加とともに、共鳴周波数が高周波へとシフトするが、これは外部磁場による磁壁の内部磁場の増加が原因だと考えられる。

3 実験

3.1 試料作製と実験セットアップ

Fig. 4 に実験の模式図と、試料中心を拡大した光学顕微鏡像を示す。

スピン波導波路ならびにマイクロ波アンテナはレーザーリソグラフィ及びリフトオフ法により作製した。酸化膜付き Si 基板上に横幅が $5 \mu\text{m}$ から $10 \mu\text{m}$ まで徐々に広がる櫛のよう

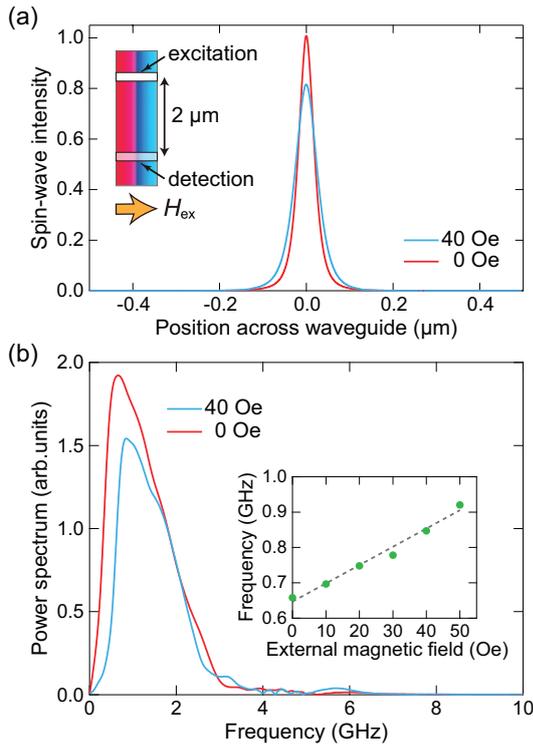


Fig. 3 Simulation results when external magnetic field was applied in x -axis direction. (a) Spin-wave distribution across waveguide. Spin waves were excited from antenna by pulsed magnetic field and detected at antenna $2 \mu\text{m}$ away, as shown in inset. (b) Frequency spectrum of spin-wave propagating through domain wall. Inset shows f - H relation for analyzed peaks. Frequency exhibits linear dependence (gray dotted line).

な形状のスピนว波導波路をパターンニングし、スパッタリング法を用いて、膜厚が 40 nm の Py ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) を成膜した。導波路の短辺方向に指数関数的に減衰する正弦波磁場の印加により、短辺中央に 180° Néel 磁壁が存在する Fig. 1(b) のような磁区構造を導入できる。その上にマイクロ波アンテナを真空蒸着法により Ti (5 nm) / Au (100 nm) を成膜した。上側のアンテナでスピนว波を励起し、下側のアンテナで伝播したスピนว波を検出する。励起用、検出用のアンテナ幅とスピนว波の伝播距離 d は $2 \mu\text{m}$ である。

スピนว波の励起と検出はベクトルネットワークアナライザ (VNA) を用いて行った。励起アンテナから発生した rf 磁場によって励起され、伝播したスピนว波の信号を検出アンテナで取得した。

3.2 スピนว波のデータ分析

スピนว波を励起するため、励起アンテナにマイクロ波電流を流すと、ファラデーの法則にしたがいバックグラウンド信号である誘導起電力 V_{bg} が発生する。バックグラウンド信号に比べて、導波路を伝播するスピนว波の信号は非常に小さく、この信号を得るためには、 V_{bg} を次のように取り除く必要がある。スピนว波導波路の短辺中央に 180° Néel 磁壁が存在する状態で、スピนว波を励起すると、磁壁、磁区をそれぞれ伝播するスピ

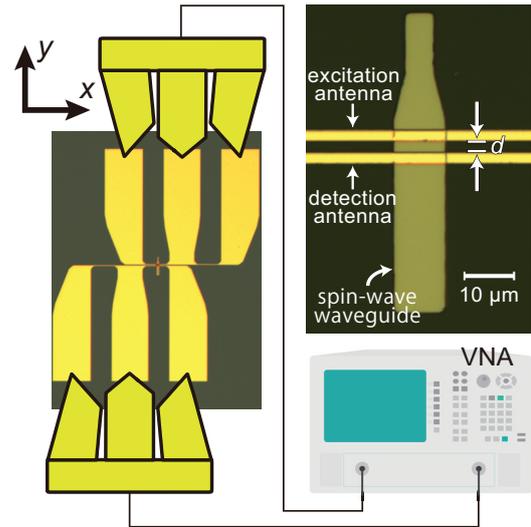


Fig. 4 Schematic illustration of measurement setup and optical microscope image of sample. Antenna widths of excitation (upper) and detection (bottom) antennas and propagation distance d of spin wave were all designed to be $2 \mu\text{m}$.

波の誘導起電力を $V_{\text{DWSW}}, V_{\text{DSW}}$ としたとき、 V_{bg} との和である V_{total} が観測される。

$$V_{\text{total}} = V_{\text{DWSW}} + V_{\text{DSW}} + V_{\text{bg}} \quad (1)$$

次に、Fig. 4 において y 方向に、スピนว波導波路を単一磁区状態となるような、強い外部磁場 H_{ex} を印加し、スピนว波を励起すると、静磁後方体積波 (MSBVW) による誘導起電力を V_{MSBVW} とすると、次のように表される誘導起電力 V'_{total} が検出される。

$$V'_{\text{total}} = V_{\text{MSBVW}} + V_{\text{bg}} \quad (2)$$

しかし、MSBVW は減衰が大きくアンテナまで到達しない²⁰⁾ ため、 $V'_{\text{total}} = V_{\text{bg}}$ となり、次のように差分をとることで不要なバックグラウンド信号を取り除き、多磁区構造を伝播するスピนว波の信号を得ることができる。

$$V_{\text{total}} - V'_{\text{total}} = V_{\text{DWSW}} + V_{\text{DSW}} \quad (3)$$

本論文では、 1 GHz 以下の周波数でスピนว波を励起したため、磁壁を伝播するスピนว波の信号 V_{DWSW} のみを観測できる。

3.3 共鳴周波数の外部磁場依存性

導波路短辺の中央に 180° Néel 磁壁を有した試料にスピนว波を励起したときの透過スペクトル ($\text{LogM } \Delta S_{21}$) を Fig. 5(a) に示す。外部磁場を印加しないときの周波数スペクトルのピークは約 0.28 GHz と分かる。実験で励起したスピนว波は、Fig. 3(b) に波数制限がかかった点、すなわち 2 GHz 以下の領域であり、これは Fig. 2(b) に示した磁壁を伝播するスピนว波の分散関係から読み取れる波数が $6.5 \text{ rad}/\mu\text{m}$ 以下の点に該当する。作製した試料のアンテナ形状より、励起したスピนว波の波数は $k = 0.72 \text{ rad}/\mu\text{m}$ と予想され²¹⁾、Fig. 2(b) の分散関係から共鳴周波数は $f = 0.27 \text{ GHz}$ 程度であり、これは観測したピークの

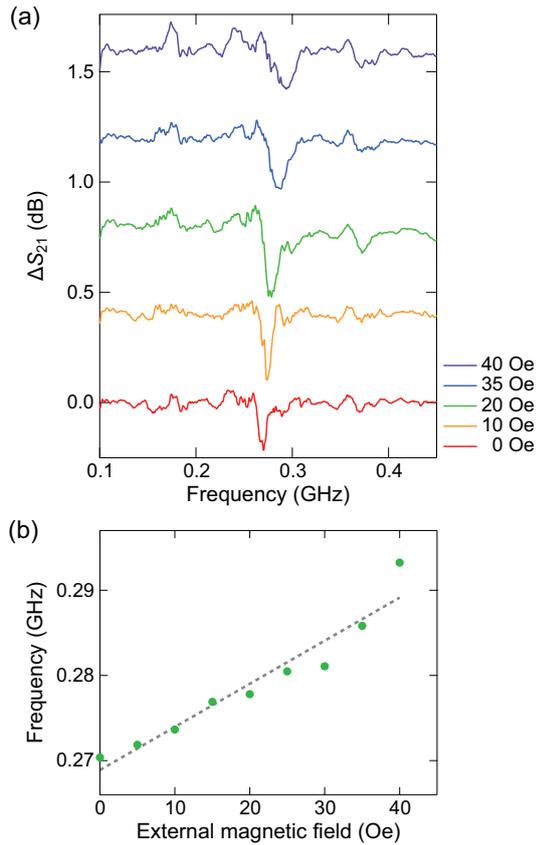


Fig. 5 (a) Transmission spectra (LogM ΔS_{21}) in multi-domain state Py with 180° Néel wall. (b) f - H relation for observed peaks. Frequency exhibited linear dependence (gray dotted line).

周波数とはほぼ一致した。また、2.3節のパルス励起による波数が制限されないシミュレーションでは、2 GHz以下の広範囲でスピン波が励起し、約0.66 GHzで観測したスピン波強度が最も強くなったが、実験ではアンテナによる波数の制限により、約0.28 GHz付近で局所的にスピン波が励起し、シミュレーションとは異なるピークを観測したと考えられる。Fig. 5(b)は外部磁場の増加によりシフトしたピークにおける外部磁場・周波数依存性であり、灰色の破線は線形近似直線である。この直線の傾きは $\frac{\Delta f}{\Delta H} = 5.1 \times 10^5$ であり、Fig. 3(b)で示したシミュレーション結果と比べると約90%小さかったが、外部磁場の印加による共鳴周波数のシフトを確認したため、 180° Néel磁壁を伝播するスピン波を観測した可能性がある。

本実験において外部磁場依存性を調べるにあたり、測定のために単一磁区状態とする必要があり、初期磁化状態が異なるため、再現性が悪い。そのため、カー効果顕微鏡を用いた磁区構造の同時的な観察が必要である。

4 結論

シミュレーションによって、多磁区状態の強磁性面内磁化薄膜において、磁壁と磁区を伝播するスピン波の特性の違いを強度分布から解析し、2 GHz以下の低周波領域ではスピン波が磁壁に強く閉じ込められることを確認した。また、 180° Néel磁壁を伝播するスピン波は、外部磁場による磁壁の広がりにより、共鳴周波数が高周波へシフトすると分かった。実験では、試料を作製し、シミュレーションで求められた分散関係から予測される共鳴周波数での励起と、外部磁場により共鳴周波数のシフトを確認できたことから、磁壁を伝播するスピン波を検出できた可能性がある。

謝辞 本研究は日本学術振興会 (JSPS) からの科学研究費助成事業 (19H00861 と 18H05346) によって援助を受けた。

References

- 1) S. S. P. Parkin, M. Hayashi and L. Thomas: *Science*, **320**, 190–194 (2008).
- 2) K. Sekiguchi, K. Yamada, S. M. Seo, K. J. Lee, D. Chiba, and T. Ono: *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 022508 (2010).
- 3) K. Sekiguchi, D. Chiba, and T. Tachizaki: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **57**, 0902B4 (2018).
- 4) A. V. Chumak, A. A. Serga, and B. Hillebrands: *Nat. Commun.*, **5**, 4700 (2014).
- 5) J. Lan, W. Yu, R. Wu, J. Xiao: *Phys. Rev. X*, **5**, 041049 (2015).
- 6) Q. Wang, P. Pirro, R. Verba, A. Slavin, B. Hillebrands, and A.V. Chumak: *Sci. Adv.*, **4**, e1701517 (2018).
- 7) G. Csaba, A. Papp, and W. Porod: *Phys. Lett. A*, **381**, 1471 (2017).
- 8) N. Sato, K. Sekiguchi, and Y. Nozaki: *Appl. Phys. Express*, **6**, 063001 (2013).
- 9) G. Duerr, K. Thurner, J. Topp, R. Huber, and D. Grundler: *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 227202 (2012).
- 10) B. Zhang, Z. Wang, Y. Cao, P. Yan, and X. R. Wang: *Phys. Rev. B*, **97**, 094421 (2018).
- 11) Y. Henry, D. Stoeffler, J.-V. Kim, and M. Bailleul: *Phys. Rev. B*, **100**, 024416 (2019).
- 12) E. Albisetti, D. Petti, G. Sala, R. Silvani, S. Tacchi, S. Finizio, S. Wintz, A. Calò, X. Zheng, J. Raabe, E. Riedo, and R. Bertacco: *Commun. Phys.*, **1**, 56 (2018).
- 13) K. Wagner, A. Kákay, K. Schultheiss, A. Henschke, T. Sebastian, and H. Schultheiss: *Nat. Nanotechnol.*, **11**, 32–436 (2016).
- 14) F. Garcia-Sanchez, P. Borys, R. Soucaille, J. P. Adam, R. L. Stamps, and J. V. Kim: *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 247206 (2015).
- 15) L. Körber, K. Wagner, A. Kákay, and H. Schultheiss: *IEEE Magn. Lett.*, **8**, 1 (2017).
- 16) A. Crépieux, and C. Lacroix: *J. Magn. Magn. Mater.*, **182**, 341–349 (1998).
- 17) G. Chen, S. P. Kang, C. Ophus, A. T. N' Diaye, H. Y. Kwon, R. T. Qiu, C. Y. Won, K. Liu, Y. Z. Wu, and A. K. Schmid: *Nat. Commun.*, **8**, 15302 (2017).
- 18) A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. V. Waeyenberge: *AIP Adv.*, **4**, 107133 (2014).
- 19) B. Y. Wong, and D. E. Laughlin: *JAP*, **79**, 6455 (1996).
- 20) N. Sato, N. Ishida, T. Kawakami, and K. Sekiguchi: *Appl. Phys. Lett.*, **104**, 032411 (2014).
- 21) V. Vlaminck, and M. Bailleul: *Phys. Rev. B*, **81**, 014425 (2010).

2020年12月26日受理, 2021年2月7日再受理, 2021年3月2日採録

自動車により発生する環境磁気雑音の評価

Evaluation of Environmental Magnetic Noise Generated by Automobiles

齊藤大介^{a)†}・小嵐愛子^{b)}・林実^{a)}・堺健司^{a)}・紀和利彦^{a)}・塚田啓二^{a)}^{a)} 岡山大学大学院ヘルスシステム統合科学研究科, 岡山県岡山市北区津島中 3-1-1 (〒700-8530)^{b)} 岡山大学工学部, 岡山県岡山市北区津島中 3-1-1 (〒700-8530)T. Saito^{a)†}, A. Koarashi^{b)}, M. Hayashi^{a)}, K. Sakai^{a)}, T. Kiwa^{a)} and K. Tsukada^{a)}^{a)} Graduate School of Interdisciplinary Science and Engineering in Health Systems, Okayama Univ., 3-1-1, Tsusimanaka, Kita-ku, Okayama city, Okayama 700-8530, Japan^{b)} Faculty of engineering, Okayama Univ., 3-1-1, Tsusimanaka, Kita-ku, Okayama city, Okayama 700-8530, Japan

In recent years, magnetic measurement technology has been widely used. However, in magnetic measurement, there is a possibility that the magnetic noise generated by vehicular transportation in an environment will greatly influence the measurement. In this study, to evaluate the characteristics of magnetic noise caused by automobiles, the magnetic field generated by a moving automobile was measured. It was found that the automobile itself was magnetized and constantly generated a magnetic field. It was also found that the frequency characteristics of the magnetic noise generated by a moving automobile changed depending on the moving speed of the automobile. It was confirmed by fast Fourier transform (FFT) analysis that the frequency components of the measured magnetic noise were approximately 3 Hz or less in the range of 5 km/h to 40 km/h. From the results of magnetic noise for various types of vehicles on actual roads, it was found that the characteristics of magnetic noise also differ depending on the type of vehicle. Therefore, the effect of magnetic noise from automobiles should be taken into consideration depending on the application of magnetic measurement.

Key words: Automobile, Magnetic Noise, Magnetic measurement, Magnetic sensor, Three-dimension measurement

1. 研究背景

現在, 磁気計測技術は幅広い分野で活用されており, 非破壊・非接触な測定技術が確立されている。例えば, 非接触な電流測定や, 牧場などにおける家畜の位置測定, 地面に埋まっている地雷の位置を検出するなどを目的として磁気計測技術が活用されている例がある^{1)~3)}。また, 自動運転技術の分野でも磁気計測技術が着目されている。その一つの手法に, 磁気マーカーを道路に設置して, 車両側に設置した磁気センサにより読み取ることで, 車両の誘導を行うという方法がある⁴⁾。自動車に関連する研究としては, 車両の検出を磁気センサで行うという研究が既に行われている^{5)~6)}。さらに, 非破壊検査分野においても磁気計測技術が応用されており, 筆者らも, 磁気センサを活用したインフラ鉄鋼構造物の非破壊検査に関して報告を行った^{7)~8)}。

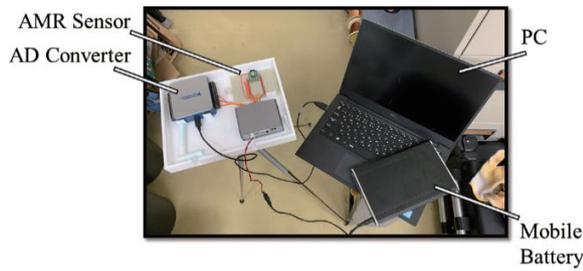
活用事例の多い磁気計測技術において検出精度を高めるためには屋内外問わず使用環境における環境磁気ノイズが測定に与える影響を考慮する必要がある。例えば, 非接触な電流測定の研究では, 測定精度が制限される要素として外部磁場の影響が挙げられている⁹⁾。また, 遠方にある対象の位置を検知するようなシステムでは, 対象からの信号の強度が非常に小さい場合があり²⁾, 微小な磁気ノイズが測定に多大な影響を及ぼす可能性が高いと考えられる。特に, 磁気を利用した自動運転技術では車体に磁気センサを取り付けるため, 自動車により引き起こされる磁気ノイズが磁気センサに直接印加されてしまう可能性が考えられる。さらに構造物の非破壊検査では屋外で検査を実施することが多く, 様々な外部磁場による影響が懸念される。このような環境磁気ノイズの1つに, 交通機関により引き起こされる磁気ノイズが考えられ, 身近に存在する自動車に磁気計測に影響を及ぼす可能性がある。非破壊検査の対象である社会インフラ構造物は車道付近に存在することも

多く, 停止している自動車だけでなく, 道路を走行する自動車により引き起こされる磁気ノイズが, 非破壊検査の磁気計測結果に影響を与えることも懸念される。既に電気自動車により引き起こされる磁界の人体へのばく露に関する研究なども行われている⁹⁾。

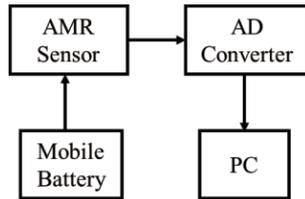
このような磁気ノイズの影響を低減するためには, 磁気ノイズの特性を解明したうえで対策を講じる必要がある。先行研究では走行する自動車の磁束密度を測定することで, 自動車が引き起こす磁界変動に関する基礎研究が行われている¹⁰⁾。自動車などの交通機関が磁気測定に与える影響について調べるためには, 路上環境で走行する自動車が引き起こす磁界変動を測定する必要がある。そこで本研究では, 実際に路上を走行する自動車を主な測定対象として, 自動車により引き起こされる磁気ノイズが磁気計測に与える影響について調べた。また自動車による磁気ノイズの周波数特性・強度を測定し, 実際に影響を受ける磁気測定について検討した。

2. 測定システム

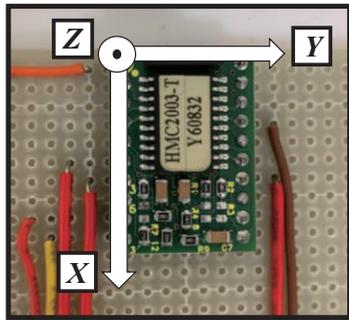
本研究で使用した測定システムを Fig. 1 に示す。装置構成は, モバイルバッテリーで磁気センサを駆動させ, センサが検知した信号を AD コンバーターでデジタル変換し, それを PC で収集し解析した。磁気センサとして磁場分解能 $4 \times 10^{-3} \mu\text{T}$, ダイナミックレンジ $-200 \sim 200 \mu\text{T}$ の AMR (Anisotropic Magneto Resistance) センサを用いた。ここで自動車の磁気ノイズの空間的広がりを調べるため磁場ベクトルの 3 軸成分が検出できる磁気センサとして HCM2003 (Honeywell 社製) を用いた。信号収集のサンプリング周波数は 4096 Hz とした。実験では磁気センサの X 軸の負の方向が常に北方向を向くようにセットし, センサの高さが地面から約 1 m となるようにして計測した。また実験は, 測定



(a) Overview



(b) Configuration of measurement system.



(c) AMR sensor

Fig. 1 Measurement system.

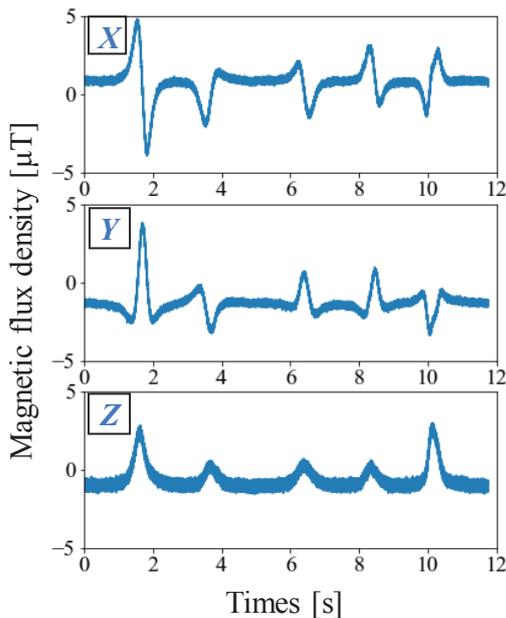


Fig. 2 Magnetic noise of 5 standard-size cars.

対象である自動車以外の磁場発生源が存在しない環境で実施した。なお、今回実施した全ての実験の測定結果から、空気中の磁場の測定結果を差分している。こうすることで、地磁気成分を除去した自動車による磁束密度の変化分のみで表示している。

3. 実験結果

3.1 路上で走行する自動車の磁気ノイズ

自動車により引き起こされる磁気ノイズについて調べるために、路上を走行している自動車の磁気ノイズを観測した。今回、制限速度 40 km/h の道路で、道路の端からセンサまでの距離が 1.5 m 程度となるように測定システムを設置した。実際に観測した結果を Fig. 2 に示す。普通自動車 5 台を連続で観測した結果であり、波形の X, Y, Z は Fig. 1(c) に示したセンサの X, Y, Z 軸に対応している。Fig. 2 より、それぞれの感度軸で 5 つの磁気信号の変化が生じている様子が確認でき、5 台の普通自動車と対応していることがわかる。それぞれの車に対する波形に着目すると、波形が自動車ごとに異なっていることから、自動車により引き起こされる磁気ノイズの特性に違いがあることが考えられる。そこで次節では、自動車により引き起こされる磁場について詳しく調べるため、停止した自動車周辺の磁気信号計測について述べる。

3.2 自動車により引き起こされる磁気ノイズとその発生原因

前節では、個々の自動車により、それぞれが引き起こす磁気ノイズの特性が異なる可能性について考えた。それを調べるために大きさや形状が異なる 4 種類の自動車 (大型セダン, 軽トラック, ミニバン, 中型セダン) の周りの磁場を測定して磁気ノイズの特性を調べた。それぞれの大きさとして、大型セダンは $4.8 \times 1.8 \times 1.4$ [m], 軽トラックは $3.4 \times 1.5 \times 1.8$ [m], ミニバンは $4.6 \times 1.7 \times 1.8$ [m], 中型セダンは $4.4 \times 1.7 \times 1.5$ [m] である。Fig. 3 に、測定における自動車とセンサの配置を示す。なお今回はセンサの Z 軸は使用していない。

各測定点における測定結果を磁気ベクトルで表したものを Fig. 4 に示す。Fig. 4 より、自動車により引き起こされる磁束密度は数 μT ~ 数十 μT の範囲であることが分かる。また、ベクトル図より、磁場が自動車に吸い込まれる部分と自動車から吐き出される部分が存在する様子を確認できる。Fig. 4 の左上図の Large-size sedan では自動車の左後輪から右前輪に向かい、Fig. 4 の右上図の Light truck では右後輪から左側面に向かい、Fig. 4 の左下図の Mini-van では後方から前方に向かい、Fig. 4 の右下図の Medium-size sedan では右側面から左側面に向かっている様子を確認できる。この結果より、自動車の磁化の方向は一定ではないことが分かる。また各車が引き起こす磁束密度の大きさは個々の自動車により異なり、車体の大きさとも無関係であることが分かった。自動車により引き起こされる磁気ノイズの発生原因として、自動車材料に使用される強磁性体による地磁気の歪みによるものが考えられる。しかし Fig. 4 の結果では個々の自動車により磁気特性が大きく異なっている様子が確認できた。この結果より、自動車により引き起こされる磁気ノイズは、自動車自体の自発磁化によるものである

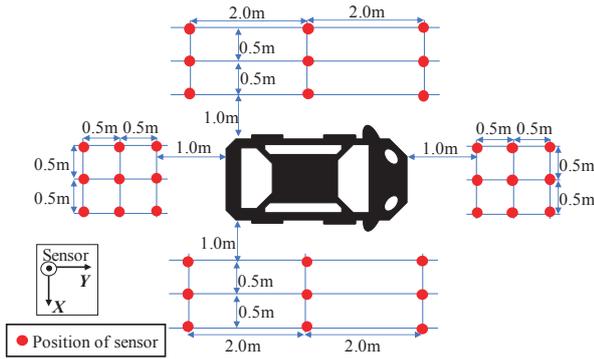


Fig. 3 Magnetic noise measurement around 4 automobiles.

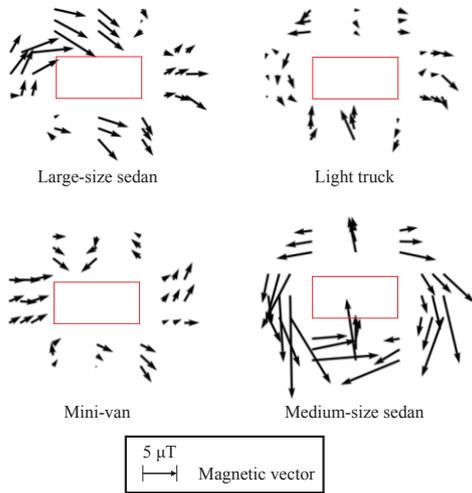


Fig. 4 Magnetic field vector around 4 automobiles.

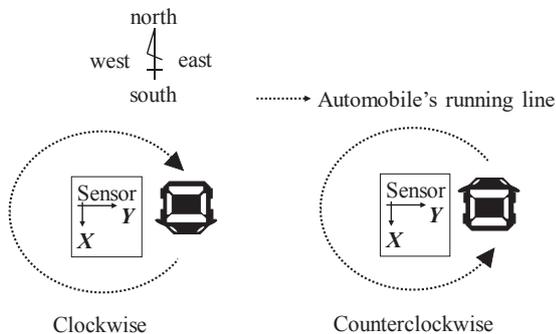
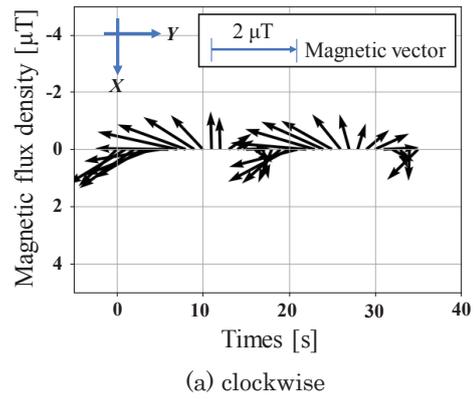
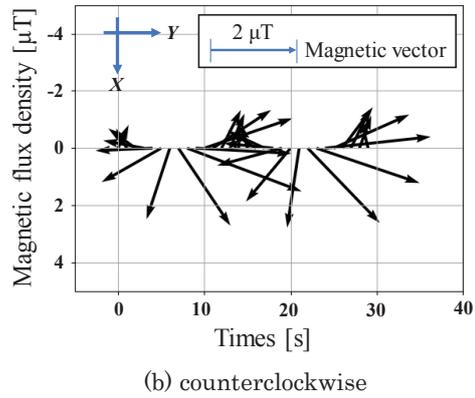


Fig. 5 Magnetic noise measurement of automobile driving around sensor.



(a) clockwise



(b) counterclockwise

Fig. 6 Vector of magnetic noise from automobile driven around sensor.

可能性が考えられる。

自動車がどのように磁気ノイズを引き起こすのかを検査するため、Fig. 5 に示すようにセンサの周辺を自動車で走行させて、センサ正面に対する自動車の角度を変化させた場合の磁気ノイズ計測を行った。センサと自動車の距離は約 2.0 m に保ち、時計回りと反時計回りのそれぞれで、自動車を 2 周走行させた。なおセンサの Z 軸は使用していない。なおここで使用した自動車の種類は SUV で、大きさ 4.7×1.8×1.7 [m] のものを使用した。

測定結果を磁気ベクトルで表したものを Fig. 6 に示す。縦軸が X 成分、横軸が Y 成分と時間を表している。Fig. 6 (a) のグラフは、Fig. 5 (a) のように自動車を時計回りに周回させたときのグラフであり、ベクトルが時計回りに回転していることが分かる。また、Fig. 6 (b) のグラフは Fig. 5 (b) のように自動車を反時計回りに周回させたときのグラフであり、こちらはベクトルが反時計回りに回転している。自動車の周回を追従して磁気ベクトルが回転していることから、自動車により引き起こされる磁気ノイズは、自動車自体の自発磁化によるものと考えられ、自動車材料の強磁性体による地磁気の歪みではないことが分かった。

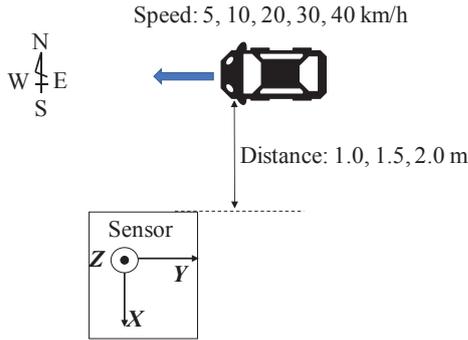


Fig. 7 Measurement of correlation between magnetic noise and speed of automobile, distance between automobile and sensor.

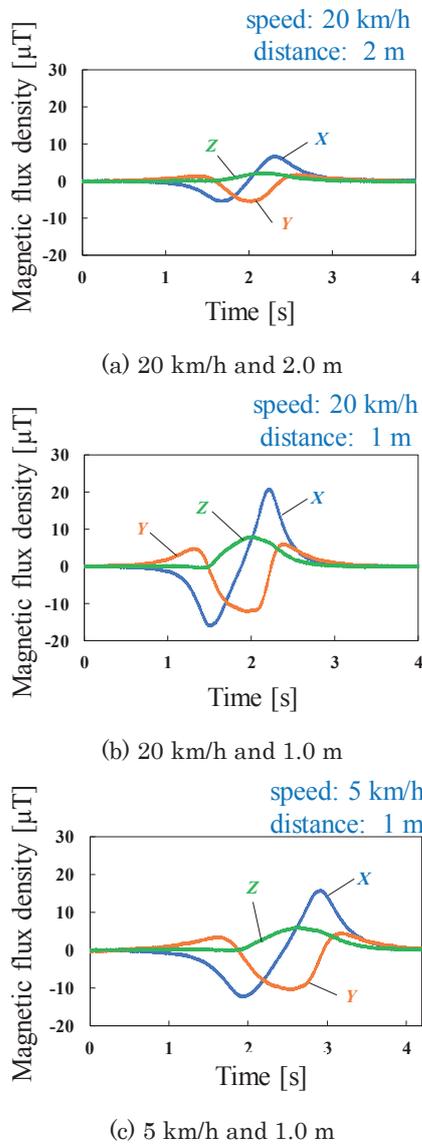


Fig. 8 Correlation between magnetic noise and automobile speed, and distance from sensor.

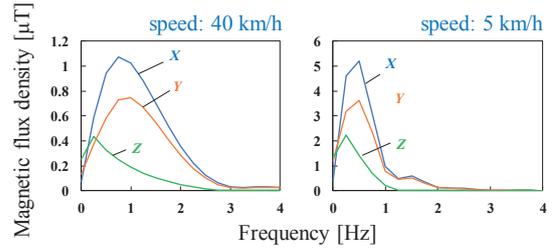


Fig. 9 Frequency spectrum of magnetic noise.

3.3 自動車の速度および自動車とセンサ間距離が磁気ノイズに及ぼす影響

次に走行する自動車が発生する磁気ノイズを詳しく調べるため、自動車の速度や自動車とセンサとの距離を変化させた場合の磁気ノイズの特性について詳しく調べた。測定方法を Fig. 7 に示す。自動車の速度は5, 10, 20, 30, 40 km/h とし、距離は1.0, 1.5, 2.0 m として磁気ノイズを観測した。これらの測定結果を Fig. 8 に示す。Fig. 8 (a), (b)のグラフでは、自動車とセンサとの距離だけが異なった条件である。これらと比較すると、距離が大きい Fig. 8 (a) のグラフの方が Fig. 8 (b) よりも磁束密度が小さくなっている。

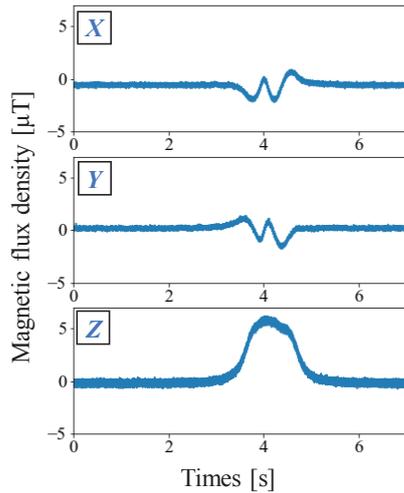
また Fig. 8 (b), (c) のグラフでは、自動車とセンサとの距離は同じで、自動車の速度が異なる。これらと比較すると、それぞれ磁束密度は同程度であるが、Fig. 8 (c) に比べて Fig. 8 (b) のグラフでは短時間で信号変化が生じることが分かる。さらに、自動車の速度が40 km/h の場合、速度20 km/h の場合と比較して、さらに急峻に変化している様子が確認できた。この結果から、自動車の速度に応じて磁気ノイズの周波数特性が変化することが考えられる。

周波数特性を詳しく調べるために、自動車の速度を実験中の最高速度である40 km/h にした場合と最低速度である5 km/h にした場合のそれぞれについて、FFT (Fast Fourier Transform) を適用した結果を Fig. 9 に示す。Fig. 9 の左図は自動車の速度が40 km/h の場合で、周波数スペクトルの変化は3 Hz 程度までの成分を含んでいる。それに対し、Fig. 9 の右図は自動車の速度が5 km/h の場合で、周波数スペクトルは2 Hz 程度までとなっている。この結果より、自動車から発せられる磁気ノイズの周波数特性は自動車自体の速度に応じて変化し、自動車自体の速度が速くなるとより高周波側へ遷移することが分かった。

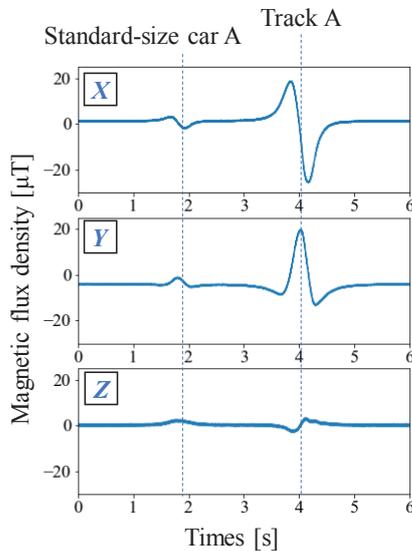
3.4 多種多様な自動車の磁気ノイズ

実際の道路で走行する様々な種類の自動車の磁気ノイズを測定した。実験1と同様に、制限速度40 km/h の道路で、磁気センサと道路の端が1.5 m 程度となるように測定システムを設置した。

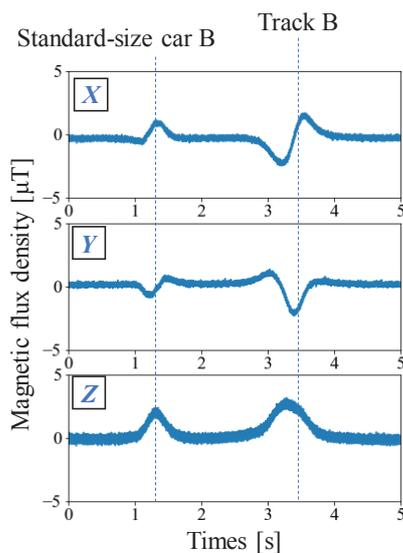
実際に観測した磁気ノイズのグラフを Fig. 10 に示す。Fig. 10 (a)はバスの磁気ノイズである。グラフを見ると信号のピークが2つに分かれていることが分かる。Fig. 10 (a) 以外にいくつかのバスを測定した結果でも同様の波形が観測されており、これはバス特有の現象であると考えられる。磁気ノイズのピークが複数観測される要因として、磁場の発生源が複数存在する可能性が考えられる。バスは通常の



(a) One bus



(b) One standard-size car and one truck



(c) One standard-size car and one truck

Fig. 10 Magnetic noise measured on road.

車両と比較して車体が長く、磁化の分布が分散される可能性が考えられる。それにより複数の磁場発生源が存在したために、Fig. 10 (a)のようなグラフが得られたと考えられる。

Fig. 10 (b)は普通自動車と中型トラックの磁気ノイズである。普通自動車に比べてトラックの磁気ノイズが非常に大きいことが分かる。これ以外にも中型トラックを観測した結果が Fig. 10 (c)であるが、Fig. 10(b)と比較してトラックの磁気ノイズと普通自動車の磁気ノイズの磁束密度の大きさにあまり違いがない。このように全てのトラックで磁気ノイズが非常に強く観測されたわけではなく、測定したトラックの磁気ノイズのいくつかで非常に大きな磁束密度を持つ磁気ノイズが観測された。トラックの場合、積み荷を積んでいる場合もあり、それらが影響を及ぼしている可能性も考えられる。

また、Fig. 10の測定結果に対してFFTを適用して周波数スペクトルを調べた結果、Fig. 9と同様に周波数3 Hz程度までの帯域を有しており、3 Hz以上の帯域を有している磁気ノイズはほとんど観測されなかった。これは今回測定した車道の制限速度が40 km/hでFig. 9と同様の速度であることが考えられる。従って、車の速度が速い別の車道で測定を行う場合は、3 Hz以上の周波数成分が含まれることも予想される。

4. まとめ

本研究では自動車から発せられる磁気ノイズに着目し、その特性を様々な観点から明らかにした。

自動車から発せられる磁気ノイズは、自動車材料に使用されている強磁性体による地磁気の歪みによるものではなく、自動車自体が有する自発磁化によるものであることが分かった。また、停止した自動車の周りの磁場や、実際の道路で走行する多種多様な自動車の磁場を観測した結果、個々の自動車により磁化の方向は異なることが分かった。

今回種々の自動車の磁気ノイズを測定した結果、全体として自動車から発せられる磁気ノイズの磁束密度は数 μT ～数十 μT オーダーであった。磁気計測の種類によって扱う磁束密度のオーダーは異なるが、 μT オーダー以下の磁場を扱う磁気計測などは自動車からの磁気ノイズの影響を十分に受けることが分かった。

さらに移動する自動車から発せられる磁気ノイズの周波数特性についても検討を行い、各種磁気計測においてどの周波数帯域に影響を与えるかについても検討を行った。その結果、磁気ノイズの周波数特性は、時速40 km/hで3 Hz程度以下のスペクトルとなることが分かった。また自動車の速度が速くなるにしたがって、磁気ノイズの周波数特性がより高周波側に遷移することが分かった。

以上の結果より、自動車周辺や走行する自動車から発生する磁気ノイズの特性が明らかになり、各種磁気応用で計測する磁束密度や周波数に応じて、自動車による磁気ノイズの影響を考慮する必要があることが分かった。

References

- 1) H. Yu, Z. Qian, H. Liu, and J. Qu : “Circular Array of Magnetic Sensors for Current Measurement: Analysis for Error Caused by Position of Conductor,” *Sensors*, **18**, 2, 578 (2018).
- 2) W. Xu, Z. Guo, Z. Liu, P. Zhang, and Y. Zhou: “Optimization of Magnetic Anomaly Detection with Single-Axis Sensor for Pig Locating in Low Latitude Areas,” *Petroleum*, **5**, 4, pp. 417-423 (2019).
- 3) O. Thiabgoh, T. Eggers, V.O. Jimenez, S.D. Jiang, J.F. Sun, and M.H. Phan: “Real-Time Monitoring of Position and Motion of a Non-Stationary Object with a Highly Sensitive Magnetic Impedance Sensor,” *Journal of Science: Advanced Materials and Devices*, **3**, 1, pp. 122-128 (2018).
- 4) Y. Byun and Y. Kim: “Heading Estimation Based on Magnetic Markers for Intelligent Vehicles,” *Journal of Dynamic Systems Measurement and Control*, **138**, 7, 071009 (2016).
- 5) Y. Byun, R. Jeong, and S. Kang: “Vehicle Position Estimation Based on Magnetic Markers: Enhanced Accuracy by Compensation of Time Delays”, *Sensors*, **15**, 11, pp. 28807-28825 (2015).
- 6) X. Chen, X. Kong, M. Xu, K. Sandrasegaran and J. Zheng, “Road Vehicle Detection and Classification Using Magnetic Field Measurement”, *IEEE Access*, **7**, pp. 52622-52633 (2019).
- 7) M. Hayashi, T. Saito, Y. Nakamura, K. Sakai, T. Kiwa, I. Tanikura, and K. Tsukada: “Extraction Method of Crack Signal for Inspection of Complicated Steel Structures Using A Dual-Channel Magnetic Sensor,” *Sensors*, **19**, 13, 3001 (2019).
- 8) K. Tsukada, Y. Haga, K. Morita, S. Nannan, K. Sakai, T. Kiwa, and W. Cheng: “Detection of Inner Corrosion of Steel Construction Using Magnetic Resistance Sensor and Magnetic Spectroscopy Analysis,” *IEEE Trans. Magn.*, **52**, 7, 6201504 (2016).
- 9) A. Vassilev, A. Ferber, C. Wehrmann, O. Pinaud, M. Schilling and A. R. Ruddle: “Magnetic Field Exposure Assessment in Electric Vehicles,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, **57**, 1, pp.35-43 (2015).
- 10) K. Kamata, K. Yunokuchi, K. Yamazaki, K. Kato, T. Ueda, A. Haga: “Magnetic Field Fluctuation Due to Movement of Automobile,” *IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials*, **125**, 2, pp. 92-98 (2005).

2020年12月25日受理, 2021年1月31日再受理, 2021年3月1日採録

フィゾー光干渉法による磁歪測定装置の作製

System for measuring magnetostriction of magnetic thin films with Fizeau Interferometer

梅津勝平・高橋豊・稲葉信幸[†]

山形大学大学院理工学研究科, 山形県米沢市城南4丁目3-16(〒992-8510)

S.Umetsu, Y.Takahashi, and N.Inaba[†]

Graduate School of Science and Engineering, Yamagata Univ., 4-3-16 Jonan, Yonezawa, Yamagata, 992-8510, Japan

We developed a system for sensitively measuring the magnetostriction of magnetic thin film specimens that uses Fizeau interference. When a magnetic field is applied parallel to the film plane of a cantilevered specimen, the magnetostriction of the film makes the specimen slightly bend, and the movement of the interference patterns is observed depending on the deflection d of the specimen. The variation in d can be detected with a precision of about one thousandth of the wavelength of a laser beam. The magnetostriction constant λ_{110} of Fe(001) single crystal thin film with a thickness 62 nm deposited on GaAs(001) single crystal substrate was estimated to be $(-1.0 \pm 0.6) \times 10^{-5}$ from a deflection of 1.2 ± 0.6 nm.

Key words: magnetic single crystal thin film, magnetostriction, Fizeau interferometer

1. はじめに

Fe-Ni 系多結晶合金においてダンピング定数と磁歪 λ の値に相関があることが報告¹⁾されたり, Fe-Ga 薄膜などの高磁歪材料²⁾は振動発電デバイス³⁾やセンサー応用⁴⁾といった分野で注目されている。磁歪の結晶方位依存性を測定するためには単結晶薄膜試料を用いて測定を行う必要があるが, ヤング率の大きい MgO, GaAs 基板上に作製した単結晶薄膜試料では磁歪による変位量が小さくひずみゲージや光楯子法を用いた装置では測定が困難であった。このため, マイケルソン光干渉磁歪測定装置を作製し, 2.6 nm の変位が測定可能であることを報告⁵⁾してきた。この測定法では, 磁歪による試料のたわみ量を観測し, 以下の(1)式⁶⁾を用いて磁歪を算出するという点では共通である。

$$\lambda = \frac{1}{3} \frac{E_s(1 + \nu_f)}{E_f(1 - \nu_s)} \frac{t_s^2}{t_f^2} d \quad (1)$$

ここで, E_s :基板のヤング率, E_f :膜のヤング率, ν_s :基板のポアソン比, ν_f :膜のポアソン比, t_s :基板厚, t_f :膜厚, l :レーザースポットの位置, d :たわみ量である。

例えば, 基板厚 0.2 mm の MgO 単結晶基板上に膜厚 60 nm の Fe 単結晶基板を成膜した試料を片持で磁歪測定を行った場合, $\lambda_s = 1.0 \times 10^{-6}$ 程度の磁歪によって固定端から 7 mm の位置に生じるたわみ量は 1.2 nm となる。また, 基板厚を 1.5 倍の 0.3 mm とすると, たわみ量は基板厚の 2

乗に反比例するため 0.5 nm となる。このため, サブナノオーダーの磁歪によるたわみ量を測定し基板や膜厚による制限を緩和するために分解能の向上が必要となった。光干渉法は光路長が一定の参照光と, 磁歪によるたわみによって光路長が変化する測定光の位相差から生じる干渉縞を用いて測定を行う。マイケルソン光干渉法では, 参照光と測定光の2つの光路が別であるため, どちらかに外乱が混入するだけで干渉縞が変化することとなり, 分解能の向上が困難であった。本研究では共通しない光路を少なくすることが可能な同軸型干渉計(フィゾー干渉計)に着目し, 高い分解能を有する磁歪測定装置を作製したので報告する。

2. 磁歪測定装置の構成

2.1 フィゾー光干渉法による測定原理

作製した磁歪測定装置はフィゾー光干渉法の原理を応用した。この装置の構成図を Fig.1 に示す。ハーフミラー A, ハーフミラー B, 試料および検出器を同軸上に配置している。ハーフミラー A で光源からの光の向きを軸方向に変更している。ハーフミラー B は反射して検出器へ向かう参照光と透過して試料へ向かう測定光に入射光を分離する。試料で反射された光は再度ハーフミラー B を通過し, 参照光と重なって検出器に到達する。このとき, 検出器には参照光と測定光の位相差に対応した干渉縞が投影される。

試料が磁歪により d たわむと, 測定光の光路長は $2d$ 変

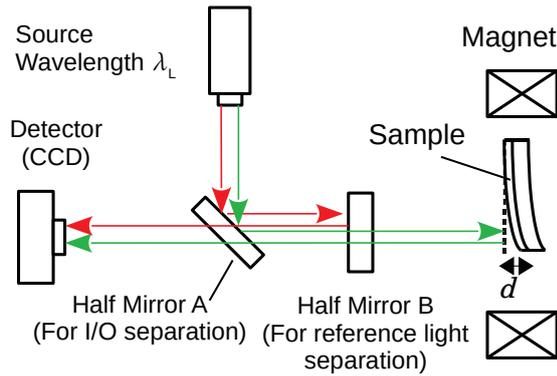


Fig. 1 Schematic picture of measurement system with Fizeau interferometer.

化するため、参照光と測定光の位相差が変化し検出器で観測される干渉縞は ΔL 移動する。このとき、 d と ΔL の関係は

$$d = \frac{\lambda_L \Delta L}{2L_{pp}} \quad (2)$$

で表される。ここで、 λ_L は光源の波長であり、 L_{pp} は観測された干渉縞の一波長分の幅である。 d が $\lambda_L/2$ たわむと、干渉縞は $\Delta L = L_{pp}$ 移動することとなる。フィゾー光干渉法では、ハーフミラー B と検出器の間では参照光と測定光が重なっているため、外乱は参照光と測定光の両者に同様に影響を及ぼすこととなり、外乱による位相差の変化が生じにくい。外乱が生じた場合に参照光と測定光の位相差に影響するのはハーフミラー B から試料の間のみとなる。

2.2 作製した磁歪測定装置の構成

作製した磁歪測定装置の写真を Fig.2 に示す。光源、ハーフミラーなどの光学系部品は空気式除震台上に設置した。電磁石は重量バランスの問題や冷却水の振動が光学系に影響を与えるのを防ぐために、除震台とは別に架台を準備し設置した。試料は除震台端からホールピースのギャップに伸ばしたアームの先端に取り付けており、架台からの振動を受けないようにしている。試料は、短冊形状の長軸方向の一端を片持で保持し、基板の長軸、あるいは短軸と平行に磁界を印加できるようにした。光源は He-Ne レーザー（波長 $\lambda_L = 633$ nm）を使用した。写真中のハーフミラー A,B がそれぞれ Fig.1 のハーフミラー A,B に対応している。ハーフミラー B は測定光単独の光路長を削減するために、試料に最も近いアームの根本に設置した。この配置により、参照光、測定光それぞれが単独な光路部分を持つマイケルソン光干渉磁歪測定装置に比べて、単独な光路長を 1/3 に削減することができた。検出器には 4K 解像度のミラーレスデジタルカメラ (Nicon 1J5) を使用し、検出器直前に置かれた対物レンズで拡大された

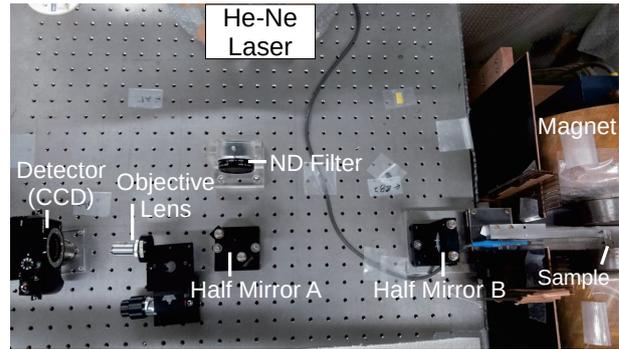


Fig. 2 Picture of magnetostriction measurement system with Fizeau interferometer.

干渉縞を撮像素子に直接投影している。ND フィルターは光量が過大であることによる撮像素子の飽和や、熱の影響を防止するために設置した。バイポーラ電源を用いて電磁石を $-80 \leq H \leq 80$ kA/m ($-1.00 \leq H \leq 1.00$ kOe) の範囲で変化させて測定を行った。電磁石のホールピース中心近傍 20 mm の領域で磁界が一定であるため、短冊状試料の長軸方向の長さが 20 mm 以下となるようにした試料を測定に用いた。試料近傍に設置したホール素子を用いて、試料に印加された磁界の大きさを測定した。

3. 実験方法

3.1 試料の準備

作製した磁歪測定装置の性能を評価するため、GaAs(001) 単結晶基板、MgO(001) 単結晶基板の 2 種類を準備し、RF マグネトロンスパッタ装置を用いてそれぞれの基板上に膜厚 62 nm の Fe(001) 単結晶薄膜を成膜した。GaAs 基板、MgO 基板のヤング率は 83 GPa⁷⁾、245 GPa⁸⁾ であり、同じ磁性膜を形成した場合、たわみ量は約 3 倍の差となる。GaAs(001) 基板は厚さ 0.32 mm であり、劈開を利用して 20 mm × 7 mm の短冊状に切り出した。GaAs 基板と Fe 薄膜との結晶成長の関係は Fe(001)[110]//GaAs(001)[1 $\bar{1}$ 0] であり、基板の長軸方向は Fe[110] となっている。一方、MgO(001) 基板は厚さ 0.26 mm であり、GaAs 基板と同様に劈開を利用して短冊状基板を切り出した。MgO 基板と Fe 薄膜の結晶成長関係は Fe(001)[110]//MgO(001)[100] であり、基板の長軸方向は GaAs 基板試料と同様に Fe[110] となっている。

これらの基板と Fe 単結晶薄膜の磁歪測定に関するパラメーターを Table 1 に示す。

Table 1 Parameters of single crystal substrate GaAs, MgO and thin film Fe

Single crystal	GaAs	MgO	Fe
Young's module E	83 GPa ⁷⁾	245 GPa ⁸⁾	208 GPa ⁹⁾
Poisson's ratio ν	0.31 ⁷⁾	0.23 ⁸⁾	0.29 ⁹⁾
Thickness t	0.32 mm	0.26 mm	62 nm

3.2 磁歪測定方法

磁界を上述の短冊状試料の長軸方向,あるいは短軸方向に印加して長軸方向である Fe[110] 方向のたわみ量を測定した. 上述の Fe(001) 単結晶試料について,(001) 面内で印加磁界方向を変化させたとき,試料の長軸方向である Fe[110] 方向の磁歪と印加磁界方向の関係¹⁰⁾は,磁歪を観察している方向の試料の長さ L_s ,長さの変化分を δL_s とすると

$$\frac{\delta L_s}{L_s} = \frac{1}{4}\lambda_{100} + \frac{3}{4}\lambda_{111} \sin 2\theta \quad (3)$$

となる. このとき, $\lambda_{100}, \lambda_{111}$ はそれぞれ [100] 軸方向,[111] 軸方向の磁歪定数であり, θ は Fe[100] 方向と印加磁界のなす角である. 短冊状試料の長軸方向と平行に磁界を印加したときの磁歪は

$$\lambda_{110\parallel} \equiv \left(\frac{\delta L_s}{L_s} \right)_{110\parallel} = \frac{1}{4}\lambda_{100} + \frac{3}{4}\lambda_{111} \quad (4)$$

であり,短軸方向と平行に磁界を印加した時の磁歪は

$$\lambda_{110\perp} \equiv \left(\frac{\delta L_s}{L_s} \right)_{110\perp} = \frac{1}{4}\lambda_{100} - \frac{3}{4}\lambda_{111} \quad (5)$$

となる.(4),(5) 式の関係を整理解ると

$$\lambda_{100} = 2(\lambda_{110\parallel} + \lambda_{110\perp}) \quad (6)$$

$$\lambda_{111} = \frac{2}{3}(\lambda_{110\parallel} - \lambda_{110\perp}) \quad (7)$$

となり, $\lambda_{110\parallel}, \lambda_{110\perp}$ を用いて $\lambda_{100}, \lambda_{111}$ を算出できる. このため,試料長軸方向,短軸方向の2方向に磁界を印加して磁歪の測定を行った.

測定は,消磁状態から開始し $-80 \leq H \leq 80$ kA/m ($-1.00 \leq H \leq 1.00$ kOe) の範囲で磁界を印加し,磁界増加時と減少時に1回ずつ測定した.各印加磁界におけるたわみ量は,3回の測定により得た6点の平均値とした.エラーバーは,各印加磁界におけるたわみ量の平均値と測定値との差の絶対値の平均値を用いた.

Python¹¹⁾ で作製した半自動測定プログラムにより磁界を制御し,経過秒数や印加磁界をログへ書き出した.測定による干渉縞の動きはカメラの動画モードで記録し,動画より切り出した干渉縞画像から離散フーリエ変換を用い

て干渉縞の成分を取り出し,干渉縞の幅とピークの位置を算出した.干渉縞の幅,干渉縞のピーク位置,印加磁界のログを用いて解析し磁歪によるたわみ量を算出した.

4. 実験結果

4.1 Fe/GaAs 試料の測定

4.1.1 干渉法の異なる磁歪測定装置の感度比較

同一の Fe/GaAs 試料を用いてマイケルソン光干渉磁歪測定装置とフィゾー光干渉磁歪測定装置の性能を比較した.短冊状試料の長軸方向が印加磁界と平行になるように固定し,試料支持端から $l = 7.0$ mm の位置にレーザー光を当て Fe[110] 方向の磁歪測定を行った.測定試料の条件を Table 1 に示す.バルク Fe 単結晶試料の [110] 方向の磁歪¹²⁾ $\lambda_{110} = -1.0 \times 10^{-5}$, $l = 7.0$ mm と Table 1 の条件を(1)式に代入し推定すると,たわみ量は $d = -1.2$ nm となる.

マイケルソン光干渉磁歪測定装置によるたわみ量の印加磁界依存性の測定結果を Fig.3 に示す.各磁界における測定結果は 2.5 nm 程度のばらつきを有した.上述したように本試料のたわみ量が 1.2 nm 程度であるため,磁歪による試料のたわみが測定のばらつきに埋もれてしまい,有意なたわみ量を見出すことはできなかった.

上記と同一の試料のたわみ量をフィゾー光干渉磁歪測定装置を用いて測定した.測定のために,マイケルソン光干渉磁歪測定装置の構成から参照光反射用の固定ミラーを取り去り,参照光分離用のハーフミラー B を設置した.その他の条件はマイケルソン光干渉磁歪測定装置による測定と同じである.ハーフミラー B を試料から 30 cm の位置に配置 (Fig.2 の配置に対応) したときの測定結果を Fig.4 に示す.レーザースポットの位置はマイケルソン光干渉磁歪測定装置と同じ ($l = 7.0$ mm) とした.薄膜が飽和する領域の磁界 $|H| \geq 31.8$ kA/m ($|H| \geq 400$ Oe) を印加した時のたわみ量は $d = -1.2$ nm となり一定値を示した.このときのたわみ量のばらつきは ± 0.6 nm であり,マイケルソン光干渉磁歪測定装置によるばらつきの 1/4 を示した.また,ハーフミラー B を試料から 45 cm の位置に配置し測定光単独の光路長を上述の場合に比べて 1.5 倍にすると,たわみ量のばらつきは 1.5 nm であった.この値

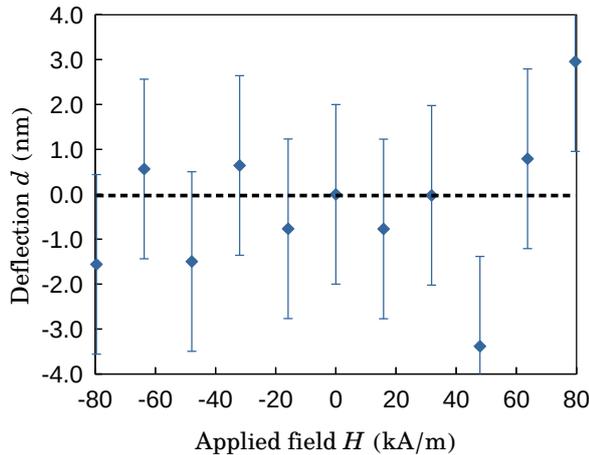


Fig. 3 Applied magnetic field dependence of deflection for Fe(001)/GaAs(001) specimen measured by magnetostriction measurement system with Michaelson interference.

は、マイケルソン干渉磁歪測定装置に比べて40%の改善されたものの、上述したハーフミラーBを試料から30cmの位置においた場合に比べてたわみ量のばらつきが約2.5倍に増加した。以上の測定結果から、分解能の向上は、同軸型であるフィゾー光干渉法を用いることで参照光と測定光の光路を共通化し、さらにハーフミラーBを試料の近くに配置することで、外乱の影響を受けやすい測定光単独の光路長を短縮したことによるものと考えられる。結果、マイケルソン光干渉磁歪測定装置より1桁程度小さなたわみ量を識別する感度を得た。

$d = -1.2 \pm 0.6 \text{ nm}$, $l = 7.0 \text{ mm}$ と Table 1 を (1) 式に代入し Fe[110] 方向の磁歪を算出すると $\lambda_{110} = (-1.0 \pm 0.6) \times 10^{-5}$ となった。この値は、バルク Fe 単結晶試料の [110] 方向の磁歪¹²⁾ と良い一致を示した。

4.1.2 フィゾー光干渉磁歪測定装置の再現性検証

同一の Fe/GaAs 試料を測定し、異なる測定条件で測定した場合においても結果の再現性を示すか検証した。試料は短冊状試料の短軸方向が印加磁界と平行になるように固定し、Fe[110] 方向のたわみ量から磁歪を測定した。変化させる測定条件として試料支持端からレーザースポットまでの距離を $l_1 = 7.3 \text{ mm}$, $l_2 = 8.0 \text{ mm}$, $l_3 = 9.5 \text{ mm}$ とした。試料の長辺方向の長さが異なる場合を考慮して、設計で想定した標準的な試料の取り付け方を行った場合のレーザースポットまでの距離を l_2 、設計で許容される最小長を l_1 、最大長を l_3 としている。

得られた磁歪の印加磁界依存性を Fig.5 に示す。各レーザースポットの位置における、飽和磁界 $|H| \geq 31.8 \text{ kA/m}$ ($|H| \geq 400 \text{ Oe}$) の平均たわみ量と、その

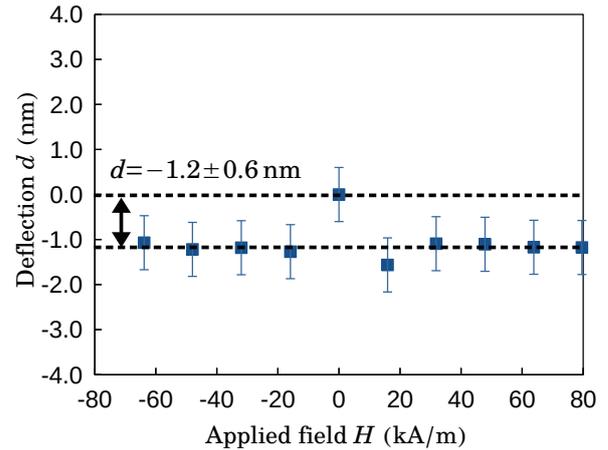


Fig. 4 Applied magnetic field dependence of deflection for Fe(001)/GaAs(001) specimen measured by magnetostriction measurement system with Fizeau interference.

値から算出した磁歪 $\lambda_{110\perp}$ を Table 2 に示す。磁歪の算出には Table 1,2 の l と d を (1) 式に代入した。測定値から算出された磁歪の平均値は $\lambda_{110\perp} = 1.8 \times 10^{-5}$ となった。この磁歪定数のばらつきは 0.4×10^{-5} 程度であり、たわみ量のばらつきが算出した磁歪に与える影響による値と同程度であることから測定条件による測定誤差の影響は見られず、測定の再現性を示す。

測定した GaAs 基板試料の λ_{110} と $\lambda_{110\perp}$ の値のばらつきを考慮した上で (6),(7) 式を用いて λ_{100} と λ_{111} を算出すると、 $\lambda_{100} = (1.7 \pm 2.1) \times 10^{-5}$, $\lambda_{111} = (-1.9 \pm 0.7) \times 10^{-5}$ となる。この値は Table 3 に示すようにバルク Fe 単結晶の磁歪と良い一致を示した。

4.2 Fe/MgO 試料の測定

GaAs 基板よりもヤング率の大きい MgO 基板を用いた Fe/MgO 試料についてフィゾー干渉磁歪測定装置を用いて磁歪を測定した。短冊状試料の長軸方向 (Fe[110] 方向) が印加磁界と平行になるように固定し、レーザー光を試料支持端から $l = 12.5 \text{ mm}$ の位置に当て Fe[110] 方向のたわみ量より磁歪 λ_{110} を測定した。試料の条件を Table 1 に示す。たわみ量の印加磁界依存性の結果を Fig.6 に示す。磁化が飽和する領域 $|H| \geq 31.8 \text{ kA/m}$ ($|H| \geq 400 \text{ Oe}$) におけるたわみ量はほぼ一定値を示し、その平均値は -2.5 nm 、平均からのばらつきは 0.6 nm 程度であり、 $d = -2.5 \pm 0.6 \text{ nm}$ が得られた。この値を (1) 式に代入して Fe[110] 方向の磁歪を計算すると $\lambda_{110} = (-1.3 \pm 0.3) \times 10^{-5}$ となる。この値は、文献 5 にて報告している Fe/MgO 試料をマイケルソン光干渉磁歪装置によって測定した $\lambda_{110} = (-1.4 \pm 0.3) \times 10^{-5}$ と良い一致を示した。

上述の試料について短軸方向と平行に磁界を印加し

Table 2 Magnetostriction measurement conditions and measurement results in Fe [110] direction

Laser spot distance l [mm]	Deflection d [nm]	Magnetostriction $\lambda_{110\perp}$
7.3	1.6 ± 0.6	$(1.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
8.0	2.9 ± 0.6	$(1.9 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
9.5	4.1 ± 0.6	$(2.1 \pm 0.3) \times 10^{-5}$
	Average $\lambda_{110\perp}$	$(1.8 \pm 0.4) \times 10^{-5}$

Table 3 List of magnetostriction constants of Fe single crystal

Samples	λ_{110}	$\lambda_{110\perp}$	λ_{100}	λ_{111}
Fe bulk single crystal	-1.0×10^{-5}	2.0×10^{-5}	2.0×10^{-5} ¹²⁾	-2.0×10^{-5} ¹²⁾
Fe(001)/GaAs(001)	$(-1.0 \pm 0.6) \times 10^{-5}$	$(1.8 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	$(1.7 \pm 2.1) \times 10^{-5}$	$(-1.9 \pm 0.7) \times 10^{-5}$
Fe(001)/MgO(001)	$(-1.3 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	$(0.8 \pm 1.4) \times 10^{-5}$	$(-2.0 \pm 0.5) \times 10^{-5}$

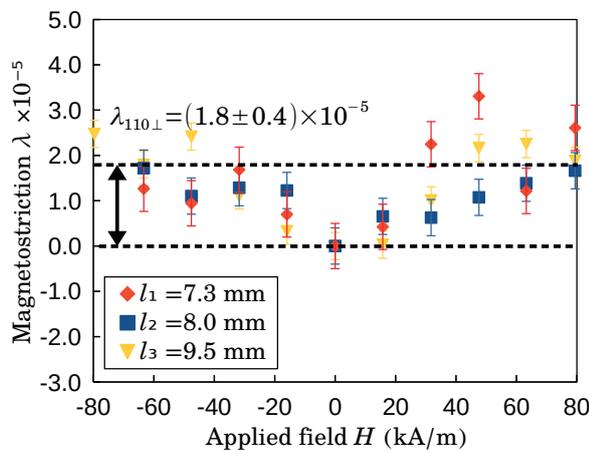


Fig. 5 Variations in deflection d for Fe(001)/GaAs(001) specimen with external magnetic field applied perpendicular to Fe[110] direction. The deflections were measured by the Fizeau interferometric magnetostriction measurement system with different laser positions, $l_1 = 7.3$ mm, $l_2 = 8.0$ mm, and $l_3 = 9.5$ mm.

Fe[110] 方向のたわみ量を測定し磁歪 $\lambda_{110\perp}$ を求めた。このとき、レーザー光の位置は $l = 10.8$ mm である。たわみ量の印加磁界依存性の結果を Fig.7 に示す。飽和磁界 $|H| \geq 31.8$ kA/m ($|H| \geq 400$ Oe) におけるたわみ量はほぼ一定値を示し、その平均値は 2.7 nm、平均からのばらつきは 0.6 nm 程度であり、 $d = -2.7 \pm 0.6$ nm が得られた。この値と Table 1 の条件を (1) 式に代入して計算すると磁歪は $\lambda_{110\perp} = (1.7 \pm 0.4) \times 10^{-5}$ となった。

測定した Fe/MgO 試料の λ_{110} と $\lambda_{110\perp}$ の値のばらつきを考慮した上で (6),(7) 式を用いて λ_{100} と λ_{111} を算出すると、 $\lambda_{100} = (0.8 \pm 2.1) \times 10^{-5}$ 、 $\lambda_{111} = (-2.0 \pm 0.7) \times 10^{-5}$ となる。Table 3 に示すように λ_{110} 、 $\lambda_{110\perp}$ の値は GaAs 基板試料の測定と比べて -0.3×10^{-5} 程度変化した。

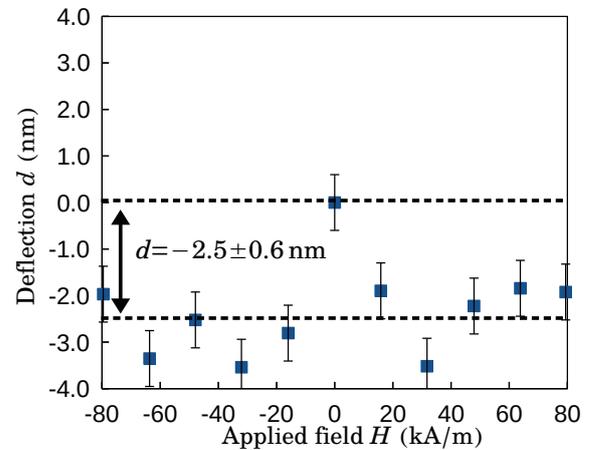


Fig. 6 Variations in deflection d for Fe(001)/MgO(001) specimen with external magnetic field applied parallel to Fe[110] direction.

これは、基板と薄膜の格子間隔の違いから生じる膜応力によるものとする。MgO の格子間隔は Fe の格子間隔より MgO を基準として 5% 程度広いため、Fe は引張応力を受けて伸長した状態となる。よって、(001) 面内の磁歪が収縮する変化を見せたと考えられる。一方、Fe/GaAs 試料の測定結果は、Fe と GaAs 基板の格子間隔の関係は Fe が 0.1% 程度基板より広い程度の差しかないため、基板との応力が小さくバルク Fe 単結晶試料の値と良い一致を示した。

一連の実験から作製した測定装置は測定結果の再現性を示すことを確認できた。分解能に関して 0.6 nm のたわみ量を測定可能な分解能を持つ。測定の際のばらつきの要因として外乱と画像の量子化誤差が考えられる。現在、3 波長の干渉縞が 4K 画像 (横方向: 3840 pixel) に収まるように記録している。He-Ne レーザー ($\lambda_L = 633$ nm) を使用した場合の干渉縞画像 1 ピクセルあたりの移動量は (2) 式

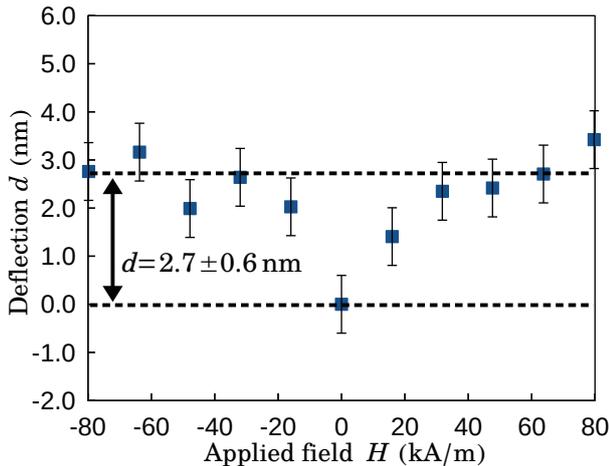


Fig. 7 Variations in deflection d for Fe(001)/MgO(001) specimen with external magnetic field applied perpendicular to Fe[110] direction.

を用いて計算すると約 0.3 nm となる。この測定分解能の限界は測定のばらつきの半分程度を占めるため無視できない。対策として撮像素子に投影する干渉縞を拡大して記録する方法が考えられるが、干渉縞の移動からたわみ量を精度良く検出するためには一定の干渉縞の本数が必要であるため採用できない。このため、干渉光の検出方法を検討する必要がある。他にたわみ量のばらつきの原因として周囲の振動や温度変化によって測定装置を構成する部品が伸縮し、光路長が変化するという外乱の影響が考えられる。対策として熱膨張率の小さく剛性のある材料を使用する必要がある。

5. 結言

フィゾー干渉法の原理を応用した磁歪測定装置を新たに作製した。Fe(001)/GaAs(001) 試料のたわみ量について、このフィゾー干渉磁歪測定装置と既存のマイケルソン光干渉磁歪測定装置を用いて比較測定を行ったところ、既存の装置では測定値に 2.5 nm 程度のばらつきがあり、磁歪による有意なたわみ量の変化を検出できなかった。一方、フィゾー光干渉磁歪測定装置では $d = -1.2$ nm のたわみ量を 0.6 nm のばらつきで測定できた。得られた

結果から Fe[110] 方向の磁歪定数を算出すると $\lambda_{110} = (-1.0 \pm 0.6) \times 10^{-5}$ となり、バルクの値と良い一致を示した。これらの結果から、新規に作製したフィゾー干渉磁歪測定装置では 0.6 nm のたわみ量が検出可能な分解能を有し、マイケルソン光干渉磁歪測定装置に比べて 1/4 の大きさのたわみ量を検出可能な感度を持つことを確認できた。フィゾー干渉法では参照光と測定光の光路が共通であり、外乱の影響に弱い単独の光路部分が測定光だけとなり、その光路長も削減できたことから、外乱の影響が低減され分解能の向上をもたらしたと考えられる。

サブナノオーダーの測定では、外乱の要因として周囲の温度変化や振動によるたわみ量の変化に加えて、本装置の検出方式の場合は干渉縞を撮像素子で電子画像化する際の量子化誤差が課題となる。さらなる測定性能の向上のため、外乱対策や干渉光の検出方法を検討する必要がある。

謝辞 装置作製に協力いただいた、山形大学工学部鈴木貴彦技術職員に感謝する。

References

- 1) Y. Endo, Y. Mitsuzuka, Y. Shimada, and M. Yamaguchi: *J. Appl. Phys.*, **109**, 07D336 (2011).
- 2) N. Srisukhumbowornchai and S. Guruswamy: *J. Appl. Phys.*, **90**, 5680 (2001).
- 3) S. Dong, J. Zhai, F. Bai, J. Li, D. Viehland and T. A. Lograsso: *J. Appl. Phys.*, **97**, 103902 (2005).
- 4) R. R. Basantkumar, B. J. H. Stadler, W. P. Robbins and E. M. Summers: *IEEE Trans. Magn.*, **42**, 3102 (2006).
- 5) M. Sato, Y. Yoshida, T. Suzuki, Y. Takahashi, K. Koike, and N. Inaba: *T. Magn. Soc. Jpn.* (Special Issues), **3**, 39 (2019).
- 6) A. C. Tam, and H. Schroeder: *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 2629 (1989).
- 7) <http://www.neutron.co.jp/crystal/4/GaAs.html>(As of December 24, 2020).
- 8) Y. Yoji: *Sosei no Butsuri* (in Japanese), Vol.1, p.68 (Kitamori, Tokyo, 2011).
- 9) G. R. Speich, A. J. Schwoeble and W. C. Leslie: *Metallurgical Transactions*, **3**, 2031 (1972).
- 10) K. Ota: *Jikikougaku No Kiso* (in Japanese), Vol.1, p.243 (Kyoritsu, Tokyo, 1973).
- 11) <https://www.python.org>(As of December 24, 2020).
- 12) Y. Tanji, Y. Shirakawa and H. Moriya: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **4**, 417 (1970).

Received Dec. 31, 2020; Revised Feb. 11, 2021; Accepted Feb. 25, 2021

NANOMET[®]積層コアを適用した高速 SR モータの実機評価

Prototype Evaluation of High-Speed SR Motor Made of NANOMET[®] Laminated Core

永井歩美^{a)†}・三ツ谷和秀^{a)}・平本尚三^{b)}・中村健二^{a)}

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

^{b)}東北マグネットインスティテュート, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-0812)

A. Nagai^{a)†}, K. Mitsuya^{a)}, S. Hiramoto^{b)}, and K. Nakamura^{a)}

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

^{b)} Tohoku Magnet Institute Co., Ltd., 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-0812, Japan

A switched reluctance (SR) motor has a simple and robust structure, is low in cost, and operates maintenance-free. Therefore, the SR motor is expected to be used in various fields, especially for high-speed applications. This paper focuses on a novel soft magnetic material, called NANOMET[®], that contains nanocrystalline Fe-Si-B-P-Cu quinary alloys. It has almost the same saturation flux density as conventional non-oriented Si steel and remarkably low core loss. In this paper, a 12/8-pole SR motor made of NANOMET[®] laminated core is prototyped and compared with a conventional one made of non-oriented Si steel. As a result, the torque characteristics of both SR motors were almost the same. It was also found that the iron loss of the SR motor made of NANOMET[®] was significantly reduced, which lead to an efficiency improvement of 10% in comparison with the conventional one made of non-oriented Si steel.

Key words: NANOMET[®], Switched Reluctance (SR) Motor

1. はじめに

近年, 地球温暖化の進行抑制を目的として, 各種電気機器の省エネルギー化が進んでいる。中でも SiC や GaN などのワイドバンドギャップ半導体は, スイッチング損失の低減および動作周波数の高周波化という著しい進化を遂げている。また, 周辺技術の研究開発も盛んに進められており, 汎用的に用いられる一歩手前のところまで来ている¹⁾。これらの進化に伴い, モータのさらなる高速回転化の可能性が高まっており, より一層の小型・高効率化が期待されている。

現在, 高速回転用途には永久磁石 (PM) モータが多く使われている。PM モータは, 従来の直流モータや誘導モータに比べ, 高出力・高効率であるため, 様々な分野で普及してきた。しかしながら, 希土類元素 (レアアース) を用いているため, その供給不安定性や高コストであることが課題となっている。したがって, 高速回転に適し, 高出力・高効率なレアアースフリーモータの開発が期待されている^{2), 3)}。

スイッチトリラクタンス (SR) モータは, 鉄心と巻線のみで構成されるレアアースフリーモータの一種である。巻線は固定子極のみに集中巻かれており, 回転子には巻線や導体バー, ブラシ, 整流子などは不要である。そのため SR モータは構造が単純で堅牢, 高速回転に適する, 安価などの特長を有しており, 様々な用途への応用が期待されている。

先に筆者らは, 電動工具への適用を目的として, 高速 SR モータのトルク密度向上について検討を行い, 既存の PM モータと同等以上のトルクを達成した⁴⁾。しかしながら一方で, 効率については, さらなる改善が必要であることが明らかとなった。

そこで本稿では, NANOMET[®] (株式会社東北マグネットインスティテュートおよび株式会社トーキンの登録商標) に着目する。NANOMET[®]は, 一般的な無方向性ケイ素鋼板とほぼ同等の高い

磁束密度を有し, かつ低鉄損の特性を有する^{5), 6)}。本稿では, NANOMET[®]積層コアを適用した SR モータの特性について, 有限要素法 (FEM) を用いて算定するとともに, 実機の試作試験を行ったので報告する。

2. NANOMET[®]積層コアの磁気特性

モータに使用される磁性材料としては, 無方向性ケイ素鋼板が一般的である。無方向性ケイ素鋼板は, 安価かつ高い磁束密度を有するが, 高周波領域における鉄損が大きく, 高速回転用モータへの適用の課題となっている。そこで本稿では, NANOMET[®]に着目した。NANOMET[®]はナノ結晶軟磁性合金の一種であり, 主な構成元素は Fe, Si, B, P, Cu である。NANOMET[®]は, Fe の含有量が他のナノ結晶軟磁性合金よりも高いため, 磁束密度が高く, かつ低損失である。

本稿では, NANOMET[®]薄帯を積層させたコアを SR モータに適用することを検討する。Fig. 1 に, 磁気特性の測定に用いた NANOMET[®]積層コアを示す。この積層コアは, 熱処理を行った NANOMET[®]薄帯を積層し, 含浸接着によりブロックを作製した後, ワイヤカットにより成形したものである。なお, 後述の SR モータの固定子・回転子鉄心も同一の方法で製作した。なお, コアの占積率は 90% である。

Fig. 2 に, NANOMET[®]積層コアの $B-H$ 曲線を示す。本 $B-H$ 曲線は 1000 A/m までは, 直流磁化特性測定装置 (理研電子製 BHS-40) を用いて測定したが, それ以上についてはパワー不足であったことから, 別途, ファンクションジェネレータとアンプを組み合わせ, 正弦波電圧でコアを励磁した際のデータを外挿した。一方, 同図中の無方向性ケイ素鋼板 (35A300) の $B-H$ 曲線は, 材料メーカーから提供されているデータシートの値である。この図を見ると, 例えば 5000 A/m における NANOMET[®]積層コアの磁束密度 B_{50}

は、無方向性ケイ素鋼板 (35A300) よりもわずかに劣るが、ほぼ同等であることがわかる。

次いで、Fig. 3 に鉄損特性を示す。鉄損測定には、岩崎通信機製の *B-H* アナライザ (SY-8219) を用いた。この図を見ると、400 Hz の比較的low周波数の領域においても、NANOMET[®]積層コアの方が鉄損が小さいことがわかる。また、1000 Hz ではNANOMET[®]積層コアの鉄損は、無方向性ケイ素鋼板 (35A300) の約1/10 であることがわかる。

3. SR モータへの適用評価

Fig. 4 に、比較検討に用いた 12/8 SR モータの諸元を示す。この SR モータは、オープンスロット構造であることを活かし、巻線径および巻線配置を最適化することで、PM モータを大幅に上回る巻線占有率を実現しており、同体格の電動工具用 PM モータとほぼ同等のトルクを達成している⁴⁾。なお、本モータの定格トルクは 0.1 N・m である。

Fig. 5 と Fig. 6 に、無方向性ケイ素鋼板 (35A300) と NANOMET[®]積層コアを、それぞれ 12/8 SR モータに適用し



Fig.1 NANOMET[®] laminated ring core.

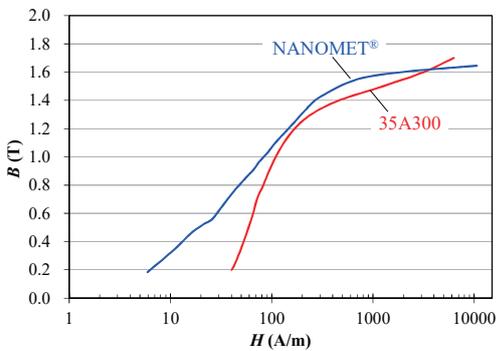


Fig.2 Comparison of *B-H* curves.

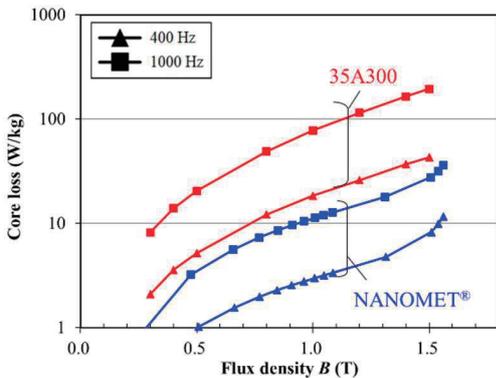


Fig.3 Comparison of core losses.

た場合のトルク対速度特性および電流密度対トルク特性を示す。ここで解析には、JSOL 製 JMAG Designer Ver. 18.1 を用いた。Fig. 5 からわかるように、両材料とも速度範囲が一致している。また、Fig. 6 においても、両材料のトルク特性がほぼ一致している。これは Fig. 2 に示した *B-H* 曲線に由来しており、ほぼ同等であったことから、トルク特性もほぼ同等になったと考えられる。

Fig. 7 に損失特性を示す。Fig. 7(a)より、両材料の銅損はほぼ同等であることがわかる。これは、Fig. 6 に示したとおり、同一トルク時の電流が等しいためである。すなわち、銅損は巻線抵抗と電流の 2 乗の積であるため、電流対トルク特性が等しければ、銅損も等しくなる。一方で鉄損については、NANOMET[®]積層コアは無方向性ケイ素鋼板 (35A300) の約 1/10 となり、大幅に低減されていることがわかる。

Fig. 8 に効率特性を示す。ここで、効率は次式より求めた。

$$\eta = \frac{\omega\tau}{\omega\tau + W_c + W_i} \times 100(\%) \dots\dots\dots(1)$$

上式中の τ はトルク、 ω は回転角速度、 W_c は銅損、 W_i は鉄損である。なお、解析において機械損は無視した。

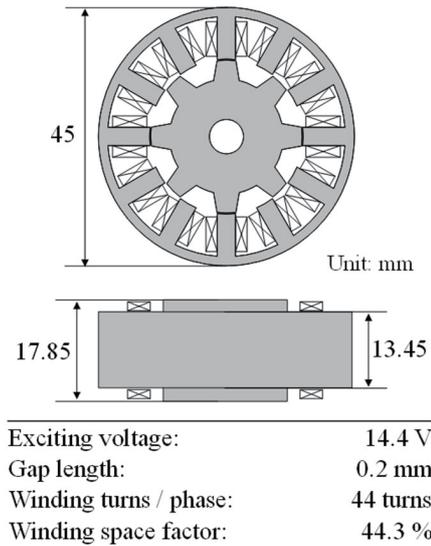


Fig.4 Specifications of 12/8-pole SR motor.

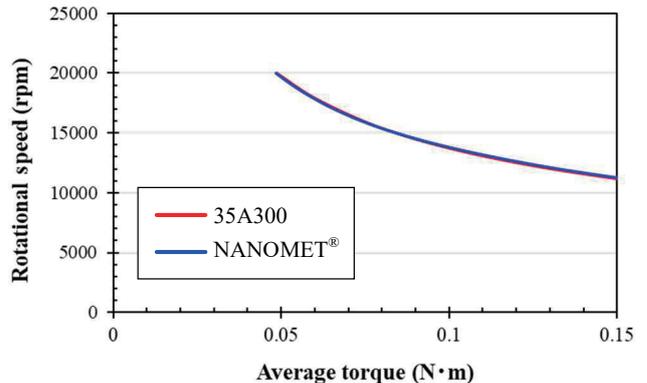


Fig.5 Calculated torque versus speed characteristics.

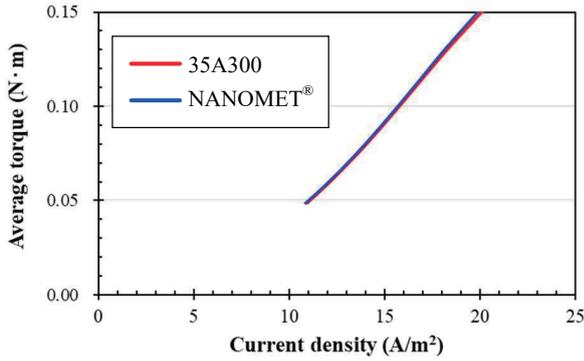
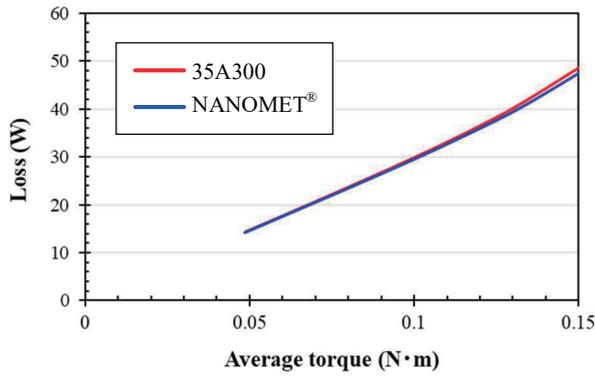
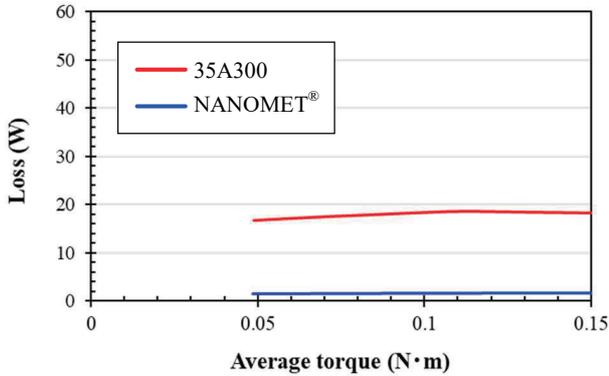


Fig.6 Calculated current density versus torque characteristics.



(a) Copper loss



(b) Iron loss

Fig.7 Calculated loss characteristics.

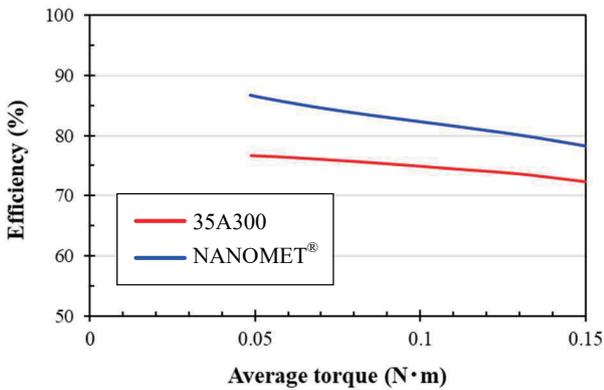


Fig.8 Calculated efficiency characteristics.

同図を見ると、NANOMET®積層コアを適用した SR モータの効率が全体的に上昇しており、特に軽負荷側では約 15% の効率改善がみられる。これは Fig. 7 に示した鉄損の低減が大きく寄与しているためである。

4. 実機検証

Fig. 9 に、NANOMET®積層コアから試作した 12/8 SR モータの固定子・回転子鉄心を示す。Fig. 10 に実験システムの構成を示す。また、Fig. 11 はその外観である。モータに取り付けられた光学式エンコーダからの位置信号に基づき、FPGA を用いて SR モータの駆動回路である非対称ハーフブリッジコンバータのスイッチングを制御する。モータ巻線の印加電圧および巻線電流の測定には、横河電機製のパワーアナライザ (WT1800) を使い、モータのトルクと回転数は、菅原研究所製のトルクメータ (TB-200MN) を用いて測定した。

Fig. 12 と Fig. 13 に、無方向性ケイ素鋼板 (35A300) と NANOMET®積層コアから試作した 12/8 SR モータのトルク



Fig.9 Stator and rotor core of prototype 12/8 SR motor made of NANOMET® laminated alloy.

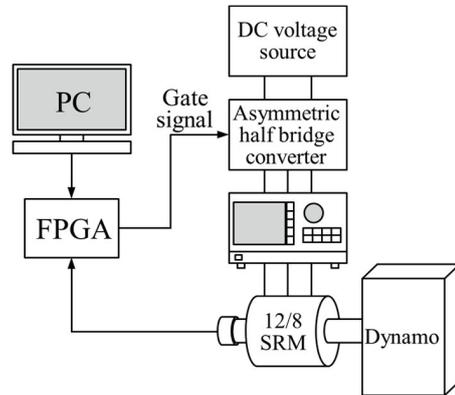


Fig.10 Configuration of experimental system.

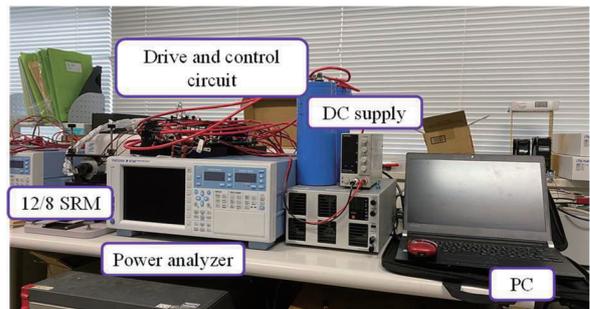


Fig.11 Appearance of experimental system.

対速度特性および電流密度対トルク特性を示す。これらの図を見ると、実機においても両者はほぼ同等の特性を有することがわかる。

次いで、Fig. 14 に損失の比較を示す。同図(a)の銅損については、両者のトルク特性がほぼ等しいことから、銅損もほぼ同等である。一方、同図(b)の鉄損と機械損の和については、NANOMET[®]積層コアを用いた SR モータの方が顕著に小さい。ここで、両モータのケースも含めた構造や仕様は等しく、ベアリングも同一であることから、両者の速度対機械損特性はほぼ等しいと考えられる。また、Fig. 12 に示すように、両者のトルク対速度特性はほぼ等しい。このことから Fig. 14(b)に示す横軸の各トルクに対する両者の機械損はほぼ等しいと言える。したがって、同図の損失差は鉄損の差と等しいと見なせる。以上より、NANOMET[®]薄帯を積層し、加工して製作したモータは、狙い通り鉄損を大幅に低減できることが明らかとなった。

Fig. 15 に効率の比較を示す。実機の効率、電気入力と機械出力から求めており、銅損、鉄損に加えて機械損なども含む。この図を見ると、実機においても NANOMET[®]積層コアの方が全般的に効率が高く、最大で約 10%の改善が認められる。

5. まとめ

以上、本稿では、NANOMET[®]積層コアを適用した SR モータの特性について、有限要素法 (FEM) を用いて算定するとともに、実機の試作試験を行った。

まず、NANOMET[®]積層コアを適用した SR モータの特性について、3D-FEM を用いて算定したところ、従来の無方向性ケイ素鋼板とほぼ同等のトルク特性を有し、鉄損を大幅に低減可能であることが明らかとなった。効率も全体的に向上し、特に軽負荷側では最大 15%の効率向上が認められた。

次いで、試作試験を行ったところ、解析とほぼ同じ傾向の結果が得られ、NANOMET[®]積層コアを用いることで、鉄損が大きく低減し、効率が向上することが実証された。

謝辞 本研究の一部は東北大学人工知能エレクトロニクス卓越大学院プログラムの支援を得て行われたものである。

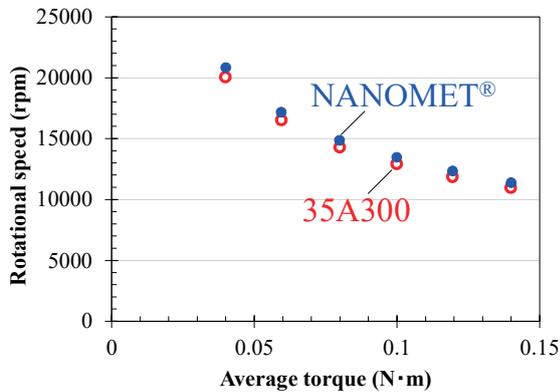


Fig.12 Torque versus speed characteristics of prototype SR motors.

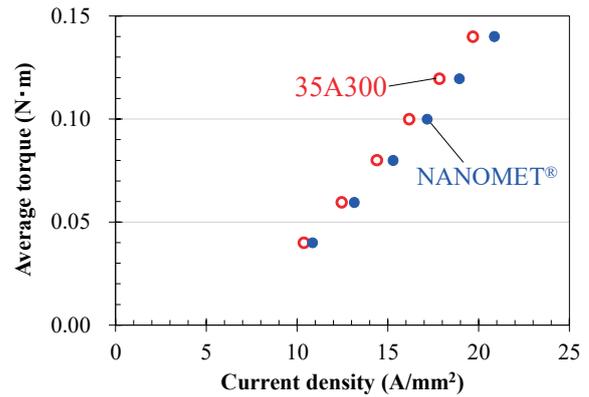
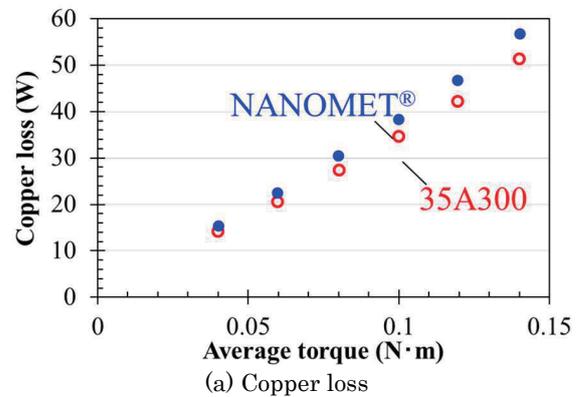
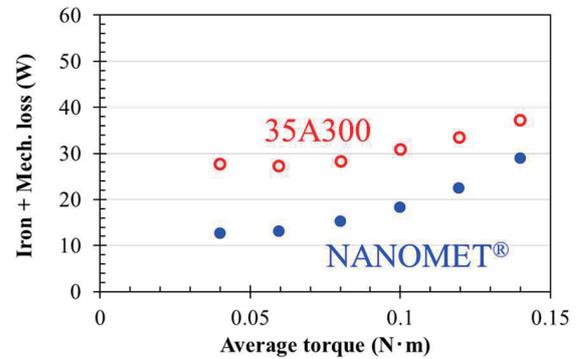


Fig.13 Current density versus torque characteristics of prototype SR motors.



(a) Copper loss



(b) Sum of iron and mechanical losses

Fig.14 Loss characteristics of prototype SR motors.

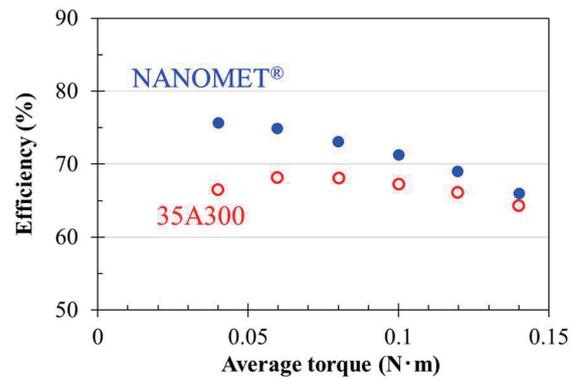


Fig.15 Efficiency of prototype SR motors.

References

- 1) M. Yamamoto: *IEEJ Journal*, **139**, 2 (2019).
- 2) K. Yamaguchi and J. Magome: *IEEJ Transactions on Electronics Information and Systems*, **135**, 761 (2015).
- 3) A. Chiba, K. Kiyota, N. Hoshi, M. Takemoto, S. Ogasawara: *IEEE Transactions on Energy Conversion*, **30**, 175 (2014).
- 4) K. Nakamura, Y. Kumasaka, and O. Ichinokura: *Journal of Physics: Conference Series*, **903**, 012040 (2017).
- 5) A. D. Setyawan, K. Takenaka, P. Sharma, M. Nishijima, N. Nishiyama, and A. Makino: *Journal of Applied Physics*, **117**, 17B715 (2015).
- 6) K. Takenaka, A. D. Setyawan, P. Sharma, N. Nishiyama, A. Makino: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **401**, 479 (2016).

2020年12月17日受理, 2021年01月22日再受理, 2021年02月23日採録

プレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルによる 直流重畳下のヒステリシス解析

Hysteresis Analysis under DC-Bias by using Magnetic Circuit Model Combined with Play Model

細野 雄也[†], 羽根 吉紀, 中村 健二

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

Y. Hosono, Y. Hane, K. Nakamura

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

Quantitative analysis of iron loss taking magnetic hysteresis behavior into account is essential to development of high-efficiency electric machines. In a previous paper, a novel magnetic circuit model combined with a play model which is one of the phenomenological models of magnetic hysteresis, was proposed. It was clear that the proposed model can calculate the hysteresis loop of the magnetic reactor in high speed and high accuracy. However, the calculation accuracy of dc-biased magnetic reactor has not been investigated. This paper discusses the calculation accuracy of dc-biased hysteresis loops by comparing with experimental results.

Key words: magnetic circuit model, play model, iron loss, hysteresis loop, dc-biased reactor

1. はじめに

地球環境保全および省エネルギーの観点から、再生可能エネルギーや電気自動車などの普及拡大が期待されており、より高効率な電力変換システムの開発が望まれている。電力変換システムのさらなる高効率化のためには、システムの中に用いられているトランスやリアクトルなどの損失の定量的算定が必須であり、そのためには磁気ヒステリシスの高精度な模擬が必要不可欠である。

磁気ヒステリシスの表現手法は、主に物理モデルと現象論モデルに大別される。その中で、物理モデルの一つである Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式を用いる手法は、磁性体内部の微小な磁化の挙動や分布まで表現可能であり、磁壁や磁気異方性、磁化同士の相互作用など、ミクロな磁気現象を詳細に模擬できる。しかしながら、解析モデルが大規模になるため、一般にトランスやリアクトルなどの解析には適用困難である。これに対して文献 1) では、磁壁を直接考慮しないなど、いくつかの仮定を設けることで、ケイ素鋼板の磁気ヒステリシスを表現する手法が提案されている。

先に筆者らは、上記文献 1) の手法を取り入れた磁気回路モデルを提案した^{2),3)}。すなわち、直流ヒステリシスは文献 1) の LLG 方程式で表し、渦電流損および異常渦電流損は磁気回路の素子で表す。本モデルを用いることで、板厚の異なるケイ素鋼板およびアモルファス金属のヒステリシスループ、並びに鉄損を高精度に算定できることを明らかにした。ただし、LLG 方程式を用いる手法は、本質的にヒステリシスの計算に繰り返し収束演算が必須になるため、計算時間が長大化する問題があった。

この問題に対して、筆者らは現象論モデルの一つであるプレイモデル⁴⁾に着目した。一般にプレイモデルの導出には、最大磁束密度が異なる多数の直流ヒステリシスループの実測データが必要であり、これが実用上の大きなハードルであったが、筆者らは前述の LLG 方程式を用いて直流ヒステリシスループを算定することで、必要最小限の実測データからプレイモデルを導出できること

を見出した。また、このプレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルを構築し、計算時間を大幅に短縮できることを明らかにした⁵⁾。

上述した検討によって、従来は困難とされていた磁気ヒステリシスの高速かつ高精度な解析を、簡便な磁気回路モデルを用いて比較的容易に行うことが可能になった。本モデルはこれまで、正弦波励磁時の解析に用いられたほか、PWM 励磁時の表皮効果の影響まで考慮した解析への拡張⁶⁾、さらにはモータなど種々の機器への応用^{7),8)}といった検討例も報告されている。しかしながら、電力変換システムに用いられる平滑用リアクトルなど、直流成分が重畳された磁気デバイスへの本モデルの適用は、未だ検討されていない。

そこで本稿では、プレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルを用いて直流重畳リアクトルの解析を行い、実測値と比較することより、提案手法の有用性について検討を行ったので報告する。

2. プレイモデルを組み込んだ磁気回路モデル

Fig. 1 に、本稿での考察に用いたリングコアの形状・寸法を示す。プレイモデルは、Fig. 2 に示すように、幅の異なる複数のプレイヒステロンと形状関数を組み合わせることで、任意の磁気ヒステリシスを表現することができる。なお、一般にプレイモデルの導出には、最大磁束密度が異なる多数の直流ヒステリシスの実測データが必要になるが、本手法では文献 1) の LLG 方程式を用いて直流ヒステリシスを算定するため、必要最小限の実測データからプレイモデルを導出することができる。

Fig. 3 に、板厚 0.35 mm の無方向性ケイ素鋼板の直流ヒステリシスの実測値と、LLG 方程式を用いて計算した結果を示す。なお、実験においては、周波数 $f = 5$ Hz におけるヒステリシスループを直流ヒステリシスループとみなした。この図を見ると、LLG 方程式を用いた計算値と実測値は多少の誤差が認められるが、おおそ一致していることが了解される。次いで、Fig. 4 に LLG 方程式を用いて計算したプレイモデル導出用ヒステリシスループ群を示

す。この図のように、LLG 方程式を用いることで、プレイモデルを導出するために必要な多数のヒステリシスループを実測せずに求めることができる。Fig. 5 に、先に提案したプレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルを示す⁵⁾。本モデルにおいて、直流ヒステリシスはプレイモデルで表し、古典渦電流損および異常渦電流損は磁気回路の素子で表す。ここで、磁気回路モデルの回路素子のパラメータ γ_1 は、古典渦電流理論に基づき、導電率 σ 、板厚 d を用いて、次式で与えられる。

$$\gamma_1 = \frac{\sigma d^2}{12} \quad (1)$$

ここでは $\gamma_1 = 0.0270$ である。一方、 γ_2 は、Fig. 6 に示すように実測した材料の高周波鉄損曲線を、次式を用いて最小二乗法で近似することによって求めることができる⁹⁾。ここでは $\gamma_2 = 0.2287$ である。

$$\frac{W_i}{f} = \text{const.} + \frac{2\pi^2 \gamma_1 B_m^2}{q_i} f + 8.763 \frac{\gamma_2 B_m^{1.5}}{q_i} f^{0.5} \quad (2)$$

なお、 B_m は最大磁束密度、 q_i は材料の質量密度である。

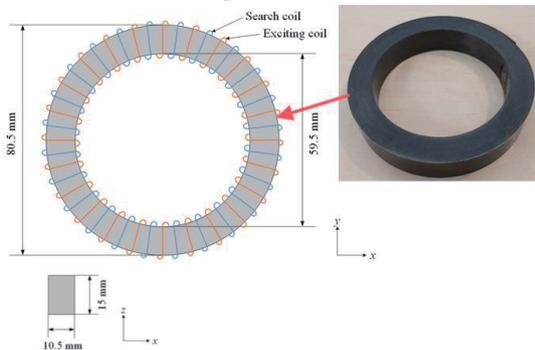


Fig. 1 Shape and dimensions of the ring core.

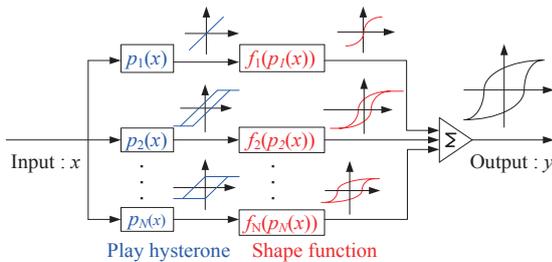


Fig. 2 Schematic diagram of play model.

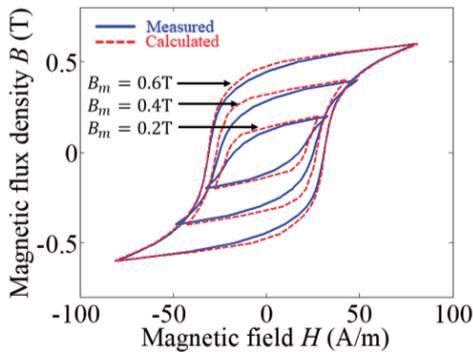


Fig. 3 Measured and calculated dc hysteresis of non-oriented silicon with a thickness of 0.35 mm.

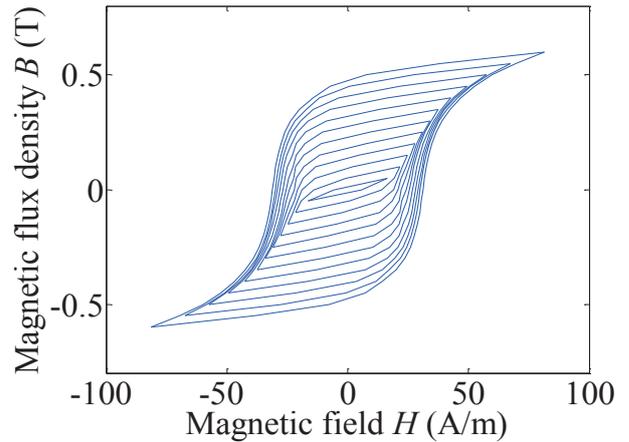


Fig. 4 Calculated dc hysteresis loops of the non-oriented silicon steel with a thickness of 0.35 mm from $B_m = 0.05$ T to 0.6 T at intervals of 0.05 T.

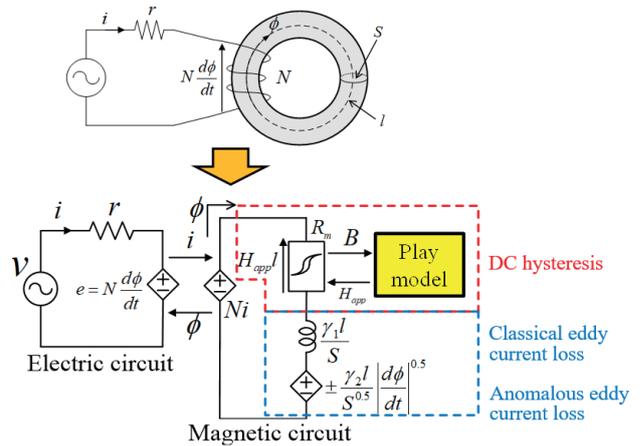


Fig. 5 Magnetic circuit model combined with play model.

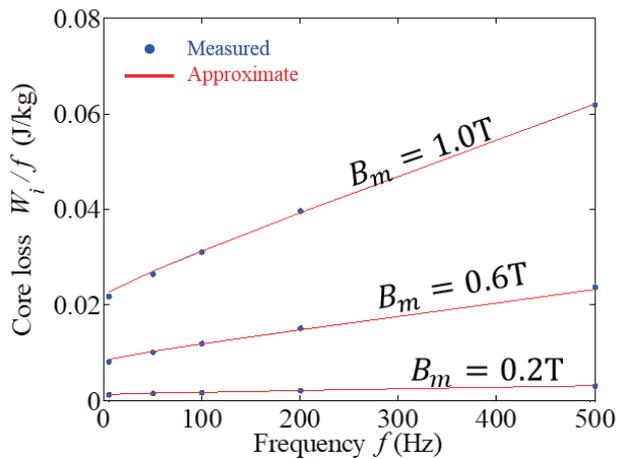


Fig. 6 $W_i / f - f$ curves and their approximate lines of non-oriented silicon steel with a thickness of 0.35 mm.

3. LLG 方程式から導出したプレイモデルを用いた直流重畳下のヒステリシス解析

本章では、LLG 方程式から導出したプレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルを用いて、直流成分が重畳された場合のヒステリシスループを算出し、実測値との比較検討を行う。

Fig. 7 に、直流重畳時のヒステリシスループの模式図を示す。図中の H_{dc} は磁界の直流成分、 B_{dc} は H_{dc} に対応する磁束密度、 B_m はヒステリシスループにおける最大磁束密度である。同図からわかるように、直流が重畳されたヒステリシスループは非対称に歪んだ形状になる。本稿では最大磁束密度 $B_m = 0.6$ T 一定とし、周波数を $f = 5$ Hz ~ 200 Hz、磁界の直流成分を $H_{dc} = 0 \sim 40$ A/m と、種々変えた場合のヒステリシスループの計算値と実測値の比較を行った。

Fig. 8 に測定に用いる実験回路の構成を示す。励磁コイルの巻数、サーチコイルの巻数ともに $N_1 = N_s = 150$ turns とした。磁界 H と磁束密度の変化分 ΔB は次式から求めた。なお、磁束密度の直流分は、本実験系では測定できないため、Fig. 9 以降のヒステリシスループの実測値は、最大磁束密度を計算値に合わせる形で示している。

$$H = \frac{N_e i}{l} \quad (3)$$

$$\Delta B = \frac{1}{N_s S} \int v_s dt \quad (4)$$

Fig. 9 に、直流重畳時のヒステリシスループの計算値と実測値の比較を示す。これらの図を見ると、ループの形状は、おおよそ模擬できていることがわかる。しかし、上昇曲線には誤差があり、実測値よりも下側に出ていることがわかる。

Fig. 10 に、 $f = 50$ Hz、 $H_{dc} = 20$ A/m のヒステリシスループの拡大図を示す。この図を見ると、上昇曲線に加え、下降曲線においても、誤差が生じていることがわかる。

LLG 方程式よりプレイモデル導出用ヒステリシスループ群を算出する方法では、ヒステリシスループの実測が必要最低限で良いといった利点があるが、LLG 方程式自体の誤差の影響を受けるといった欠点がある。よって、誤差の原因を検討する際、LLG 方程式による影響であるのか、プレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルによる影響であるのかの切り分けが難しい。そこで次章では、ヒステリシスループ群を実測し、そこから導出したプレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルにて、再度計算を行い、実測値と比較することにより、誤差の原因を検討する。

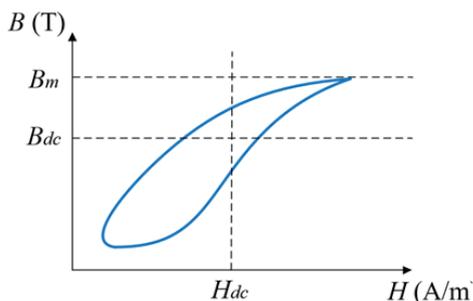


Fig. 7 Schematic diagram of dc-biased hysteresis loop.

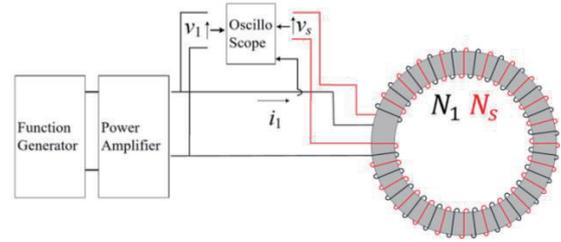
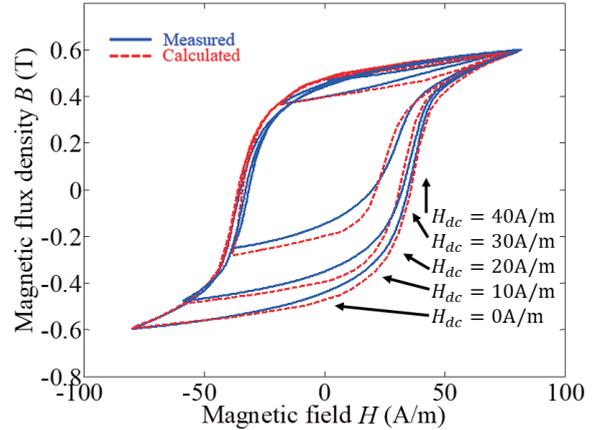
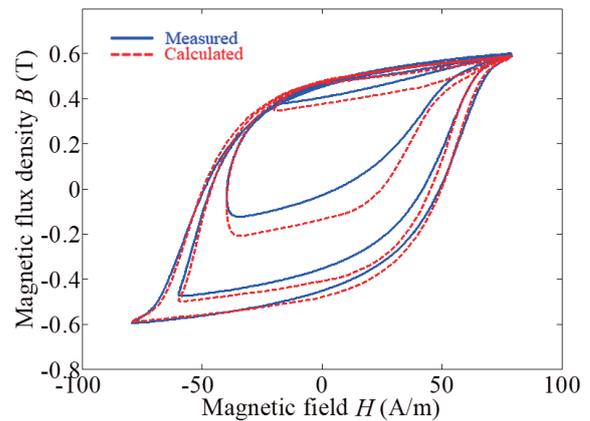


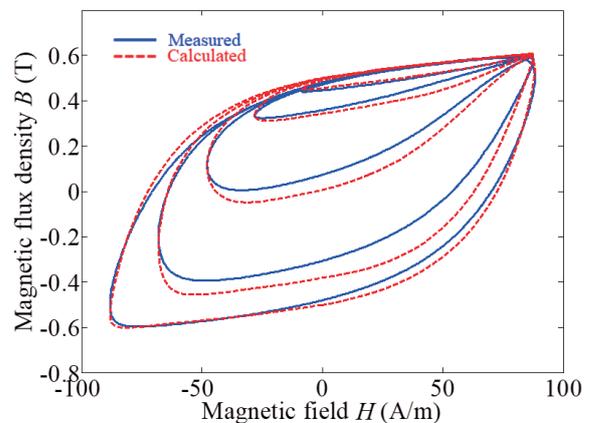
Fig. 8 Experimental circuit.



(a) $f = 5$ Hz



(b) $f = 50$ Hz



(c) $f = 200$ Hz

Fig. 9 Comparison of calculated and measured dc-biased hysteresis loops when the play model is derived from LLG equation.

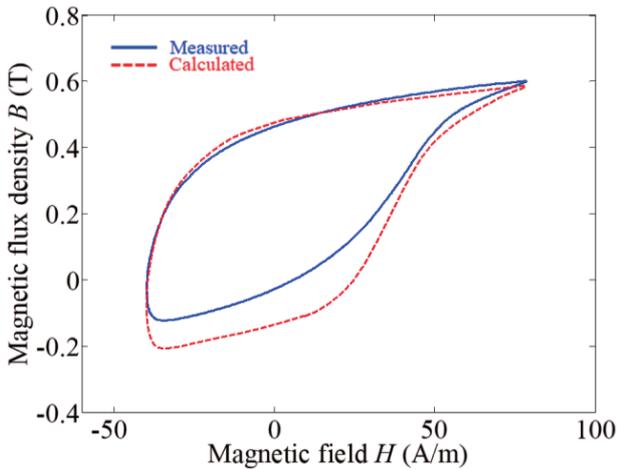


Fig. 10 Enlarged view of hysteresis loops at $f=50$ Hz, $H_{dc}=20$ A/m.

4. 実測ヒステリシスループから導出したプレイモデルを用いた直流重畳下のヒステリシス解析

4.1 プレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルの解析結果

本節では、実測したヒステリシスループ群から導出したプレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルを用いた場合の算定精度の検討を行う。LLG 方程式を用いないことにより、プレイモデルを組み込んだ磁気回路モデル自体の精度を検証することができる。

Fig. 11 に、直流重畳時のヒステリシスループの計算値と実測値の比較を示す。これらの図を見ると、ループの形状は、Fig. 9 に示した LLG 方程式を用いた場合と比較して、全体的により良好に模擬できていることがわかる。

Fig. 12 に、 $f=50$ Hz, $H_{dc}=20$ A/m のヒステリシスループの拡大図を示す。この図と Fig. 10 を比較すると、下降曲線の算定精度は向上したが、上昇曲線には未だ誤差があることがわかる。

以上より、LLG 方程式の誤差の影響により、全体的に精度が悪化していることが明らかになった。特に下降曲線の誤差については、実測値を用いたプレイモデルの場合ではほぼ解消されたことから、LLG 方程式が原因であったことがわかる。しかし、上昇曲線の誤差に関してはあまり変化が無いことから、LLG 方程式が原因ではないことがわかる。よって、プレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルのより詳細な精度検証が必要である。ここで、2章で述べたように、プレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルは、直流ヒステリシス、古典渦電流、異常渦電流の影響をすべて同時に考慮されるため、誤差要因の切り分けが難しい。そこで次節では、プレイモデルのみを用いて直流ヒステリシスループを算出することで、プレイモデル単体の精度を検証する。

4.2 プレイモデルのみを使用した場合の解析結果

本節では、プレイモデル単体の精度について検証する。なお、プレイモデル単体では、直流ヒステリシスしか模擬することができないため、 $f=5$ Hz のヒステリシスループについて、実測値との比較を行った。

Fig. 13 に、 $B_m=0.6$ T かつ周波数 $f=5$ Hz 一定とし、磁界の直

流成分を $H_{dc}=0\sim 40$ A/m と、種々変えた場合のヒステリシスループの計算値と実測値の比較を示す。また、Fig. 14 に、 $f=5$ Hz, $H_{dc}=20$ A/m のヒステリシスループの拡大図を示す。この図を見ると、精度が全体的に向上したことがわかる。すなわち、上昇曲線の誤差の主たる原因は渦電流損と異常渦電流損の模擬に由来することが明らかになった。残存する誤差に関しては、プレイモデル由来であることが考えられる。なお、Fig. 13 の $H_{dc}=0$ A/m のヒステリシスループにおいて、計算値と実測値の間に若干の誤差が生じているのは、実験における励磁波形が完全な正弦波ではなく、高調波成分が重畳していることが原因と考えられる。

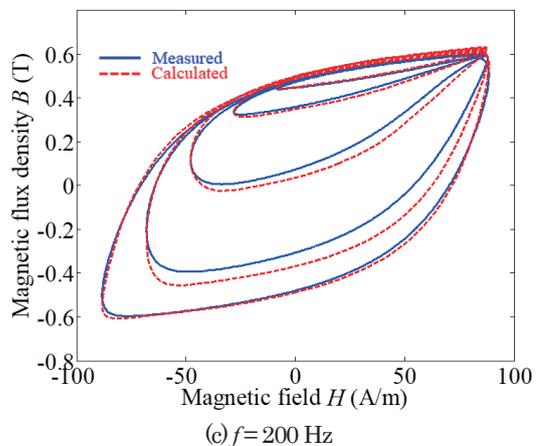
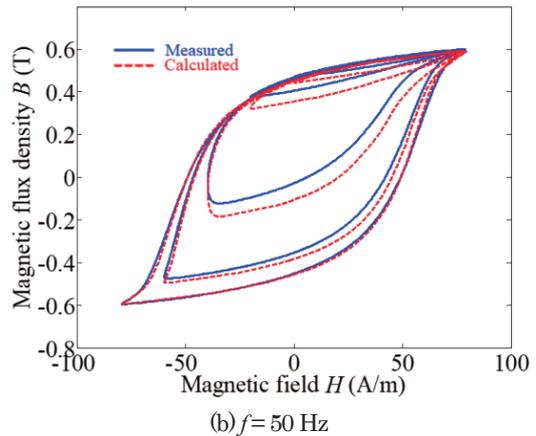
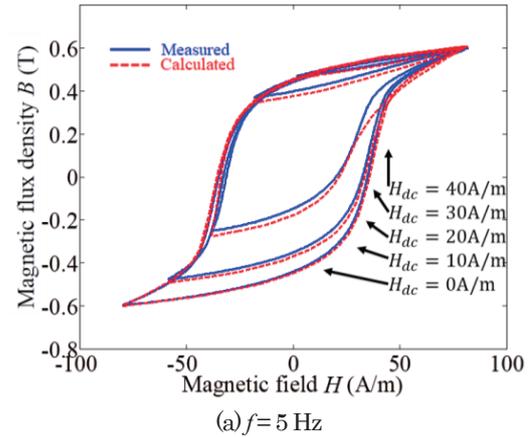


Fig. 11 Comparison of calculated and measured dc-biased hysteresis loops when the play model is derived from measured hysteresis loops.

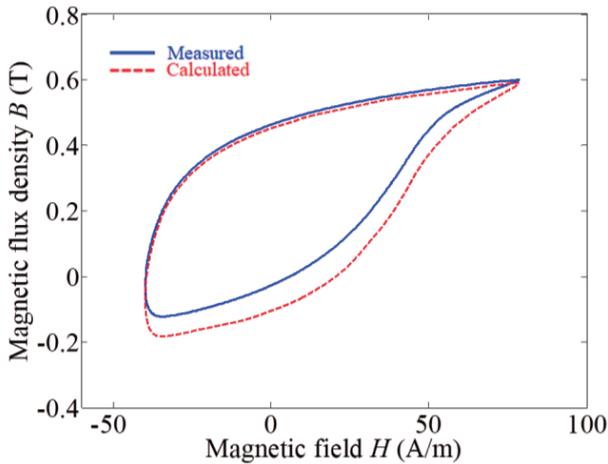


Fig. 12 Enlarged view of hysteresis loops at $f=50$ Hz, $H_{dc}=20$ A/m.

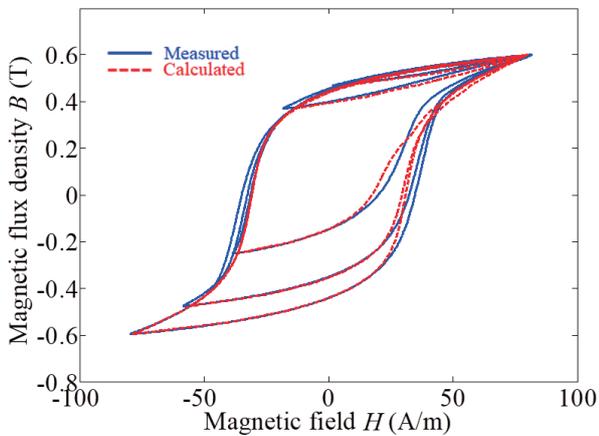


Fig. 13 Comparison of calculated and measured dc-biased hysteresis loops at $f=5$ Hz when the calculated values are obtained only from the play model.

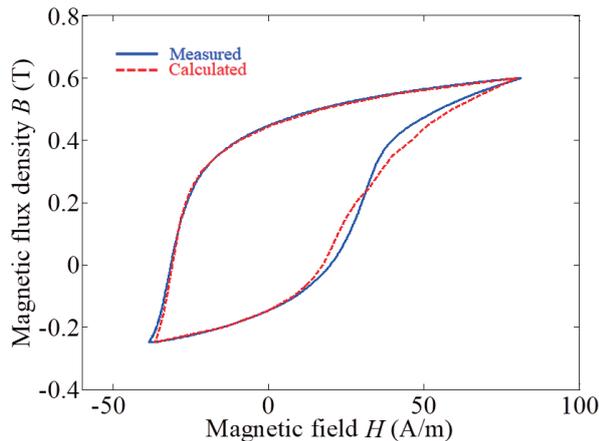


Fig. 14 Enlarged view of hysteresis loop calculated by only using the play model at $f=5$ Hz, $H_{dc}=20$ A/m.

4. まとめ

以上、本稿では、直流成分が重畳された磁気デバイスのヒステリシスループを高精度に算定可能な手法の確立を目的として、プレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルの適用可能性について、実測値との比較検証を行った。

その結果、直流成分が重畳された場合に関しても、提案手法を用いることで、ヒステリシスループを概略模擬可能であることが明らかになった。また、LLG方程式を用いてプレイモデルを導出した場合は、ヒステリシスループ群を測定しなくて良い利点があるが、LLG方程式の計算誤差の影響を受け、ヒステリシスループの算定精度が悪化することも明らかとなった。

また、これに対して、実測値を用いてプレイモデルを導出した場合は、全体的に算定精度は良くなるが、上昇曲線の精度はあまり改善されず、その原因が渦電流損と異常渦電流損の模擬に起因することも明らかとなった。

今後は、渦電流損と異常渦電流損の算定精度向上に関して検討を行う予定である。

謝辞 本研究の一部は、特別研究員奨励費 (JP19J20572) の交付を得て行った。

References

- 1) A. Furuya, J. Fujisaki, Y. Uehara, K. Shimizu, H. Oshima, Y. Murakami, and N. Takahashi, *The Papers of Joint Technical Meeting on "Static Apparatus" and "Rotating Machinery"*, *IEE Japan*, SA-13-6, RM-13-6 (2013) (in Japanese).
- 2) H. Tanaka, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. IEEJ. A*, **134**, 243 (2014) (in Japanese).
- 3) H. Tanaka, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **39**, 65 (2015).
- 4) S. Bobbio, G. Miano, C. Serpico and C. Visone, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 4417 (1997).
- 5) H. Tanaka, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *Journal of Physics: Conference Series*, **903**, 012047 (2017).
- 6) Y. Hane and K. Nakamura, *IEEE Trans. Magn.*, **56**, 7300704 (2020).
- 7) Y. Hane and K. Nakamura, *Proceedings of 2018 IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG2018)*, 1800038 (2018).
- 8) Y. Hane, K. Nakamura, T. Ohinata, and K. Arimatsu, *IEEE Trans. Magn.*, **55**, 8401306 (2019).
- 9) K. Fujita, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 44 (2013) (in Japanese).

2020年12月21日受理, 2021年1月20日再受理, 2021年2月16日採録

三相ハイブリッド鉄心構造の磁束密度分布に関する検討

Basic Study on Magnetic Flux Density Distribution in Three-Phase Hybrid-core Structure

小林千絵[†]・栗田直幸・小木瑞・西水亮・山岸明
(株)日立製作所, 茨城県日立市大みか町七丁目1番1号 (〒319-1292)

C. Kobayashi[†], N. Kurita, M. Ogi, A. Nishimizu, and A. Yamagishi
Hitachi Ltd., 1-1, Omika-cho, 7-chome, Hitachi-shi, Ibaraki 319-1292, Japan

To provide large-capacity transformers with a lower-loss and compact core, we devised a hybrid configuration consisting of amorphous wound- and silicon steel stacked-cores. In this study, we manufactured a small model of three-phase five-legged hybrid-core designed with conventional method and evaluated the distribution of magnetic flux density (B). It was proved that the measured B -distribution could be reproduced reasonably with the calculated results using the magnetic circuit analysis. However, the hybrid-core has a challenge for capacity enlargement due to different yoke width between amorphous and silicon steel cores resulting in lower static stability. Hence, we proposed a shape of hybrid-core in which the both yoke widths were aligned to half that of the main-leg part. On the basis of magnetic circuit analysis, we demonstrated that the proposed hybrid-core enabled a 10% higher magnetic flux density than configurations with an amorphous core only, and the increase of iron loss against a conventionally designed hybrid-core was suppressed less than 0.8%.

Key words: hybrid core, three-phase five-legged transformer, iron loss

1. はじめに

地球温暖化による環境問題の深刻化を背景に、パリ協定が採択され、具体的な温室効果ガス(Greenhouse Gas:GHG)の削減目標を示した。GHG 排出はエネルギー起源の CO_2 が大部分を占め、社会インフラとして欠かせない電力供給網における、エネルギーの有効利用と環境負荷低減が必要であり、構成する機器の高効率化が急務である。

構成機器の一つである変圧器では、損失の低い Fe 基アモルファス合金を鉄心材料に適用した、高効率の「アモルファス巻鉄心変圧器(Amorphous Wound Core Transformer: AMT)」が開発され¹⁾、受電電圧 6.6 kV 級の配電用変圧器として広く採用されている。

一方、22 kV を超える特別高圧(特高)クラスの電力用変圧器は、損失は大きくなるが、大容量化が容易な珪素鋼板材を鉄心に用いた「珪素鋼板積鉄心変圧器(Silicon Steel Stacked Core Transformer: SST)」が主流である。

従って、特高クラスへ AMT が適用できれば大きな省エネルギー効果が期待できる²⁾。特に、変動負荷で低負荷率(20~40%)運転の再生可能エネルギー用途には特に大きな省エネルギー効果が期待できる³⁾。

アモルファス巻鉄心の損失は珪素鋼板積鉄心に比べて約 1/5 であるが、厚さ 25 μm の薄帯状の素材を数千枚切斷・積層し、切斷端同士をラップ接合して環状に成形しており、鉄心単体の機械的強度が低く⁴⁾⁵⁾、大容量化にはその重量を支持する構造が別途必要となる。AMT の 5 MVA 以上への大容量化の試みはこれまでもなされているが⁶⁾、アモルファス材の飽和磁束密度(1.63 T)は珪素鋼板材(2.0 T)よりも約 20%低いことから、同仕様の SST に比べて AMT の筐体体積が増加する。一方、大容量器に採用されている珪素鋼板材は飽和磁束密度と機械的強度が高いが、損失がアモル

ファス材より大きい⁷⁾。従って、アモルファス材と珪素鋼板材を組み合わせたハイブリッド鉄心の適用により、両材料の利点を活かした変圧器を製作できる可能性がある。

ハイブリッド鉄心は、各々の飽和磁束密度と透磁率の違いにより、特徴的な磁束の振る舞いが発生する。低磁束密度では、磁束は主に透磁率が高いアモルファス巻鉄心に流れ、磁束密度が高くなるとアモルファス巻鉄心が飽和して珪素鋼板積鉄心に磁束が流れる。これにより、アモルファス巻鉄心の過飽和が回避されることから、AMT より定格磁束密度を高く設計でき、同仕様の AMT より小形、かつ SST より低損失な HBT が実現できる。

これまで、グレードの異なる珪素鋼板材で鉄心を構成した変圧器の設計方法や試作試験結果が報告されているが⁸⁾¹⁰⁾、異なる鉄心材料を組み合わせた変圧器の試作例はほとんどない。我々は、これまでにアモルファス材と珪素鋼板材を組み合わせた、5 MVA 単相ハイブリッド鉄心変圧器(Hybrid-core Transformer: HBT)を設計・試作し、同仕様の AMT に対して 10%の高磁束密度化と 8%の小形化を実証した¹¹⁾。単相 HBT では、アモルファス材と珪素鋼板材の利点を活かした変圧器の成立性が確認されたが、更に大容量化を見据えた場合、三相 HBT の検討が必須である。

そこで大容量化の検討のため、三相五脚 HBT の小型モデル鉄心を製作し、磁気特性を評価した。三相 HBT では、U 相、V 相、W 相の巻線に位相が互いに 120°ずれた励磁電圧が印加されるため、各磁脚に分担される磁束密度は単相鉄心と異なり複雑な挙動を示す¹²⁾。従って、単相 HBT の設計手法が適用できない懸念がある。

さらに、ハイブリッド化した際の鉄心形状についても課題がある。三相五脚鉄心の理想的な形状は、U、V、W 相の脚部の断面積 1 に対してヨーク部を $1/\sqrt{3}$ とした形状である¹³⁾。五脚鉄心は磁束が主脚と側脚に分担され、ヨーク部が主脚と同じ断面積を要しな

いためである。しかし、アモルファス巻鉄心は長尺の薄帯を巻回して形成するため、鉄心の一部分のみの厚さを変更できない。つまり、巻鉄心で三相五脚鉄心を形成した場合、主脚の幅は2個並列に並べた巻鉄心の厚さとなり、ヨーク幅は主脚の1/2幅となる。従って、珪素鋼板積鉄心とアモルファス巻鉄心を用いて三相五脚HBTを構成する場合、両鉄心のヨーク幅が異なる構成となる。ヨーク部の幅が異なるハイブリッド構成では、アモルファス鉄心のみを支持する部材が必要になるなど、強度、製造コスト等の観点から大容量化には適さない。そこで、アモルファスと珪素鋼板の両鉄心のヨーク幅を主脚の1/2に揃え、静置安定性を向上させたハイブリッド鉄心を提案する。

本論文では上記の提案形状の妥当性の実証のため、まず、ヨーク部の幅が主脚の1/3の珪素鋼板積鉄心と、1/2のアモルファス巻鉄心を組み合わせた、従来の考え方によるハイブリッド鉄心内の磁束密度 (B) 分布を、小容量モデルを用いて実測した。次に、ニューラルネットワークを利用した回路シミュレータ ATP(Alternative Transient Program)¹⁴を用いた磁気回路解析により、上記のモデル鉄心内の磁束分布を求め、実測結果との比較により解析モデルの妥当性を評価した。尚、ATPは3次元有限要素法(FEM)電磁界解析よりも短時間で解析可能であるため、十分な精度を得られれば、本検討のように形状変更による磁束密度分布の評価には適しているため選定した。最後に、ヨーク幅を1/2に揃えた、提案する形状のハイブリッド鉄心の成立性を磁気回路解析により検討した。

2. モデル鉄心の構造

Fig.1に、三相五脚ハイブリッド鉄心の小容量モデルを示す。アモルファス巻鉄心¹⁵⁾は、薄帯幅が170mmの鉄心を4つ組み合わせて三相五脚とする。アモルファス巻鉄心群の積層面の上部に、図中に示した珪素鋼板材からなる額縁型積鉄心を備える。アモルファス巻鉄心のヨーク部の幅は主脚部の1/2であり、珪素鋼板積鉄心のヨーク部の幅は1/3である。珪素鋼板積鉄心は台形の珪素鋼板をステップラップ接合させて三相五脚鉄心の形状とした。そのため、隣接する珪素鋼板間には0.1~0.2mm程度の空隙(エアギャップ)が生じる。

モデル鉄心は、アモルファス巻鉄心と珪素鋼板積鉄心の実効断面積比率が約8:2のハイブリッド構成とした。両鉄心の材料比率については、単相HBTに対する検討より¹⁾、珪素鋼板の比率を2割以下とすると、鉄損が珪素鋼板のみで構成した鉄心より50%以上低減できる結果を得ている。一方、小型化の観点からは飽和磁束密度の高い珪素鋼板の割合を多くするほど有利なため、損失と鉄心サイズのトレードオフからこの比率を決定した。なお、木枠で珪素鋼板積鉄心の重量を支持することで、加重応力によるアモルファス巻鉄心の鉄損増加の影響を排除した¹⁶⁾。

ハイブリッド鉄心は、U脚、V脚、W脚の3本の主脚部にアモルファス、珪素鋼板両鉄心に渡って巻回した巻数 N の励磁用巻線に周波数 $f = 50$ Hz の三相正弦波電圧を印加して励磁した。ハイブリッド鉄心全体で平均した励磁磁束密度 B_m は、励磁用巻線に重

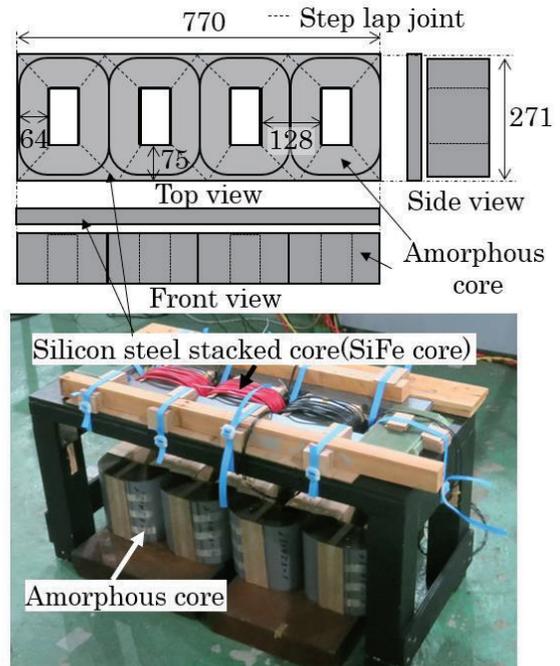


Fig. 1 Photographs of hybrid core for excitation tests (Unit: mm).

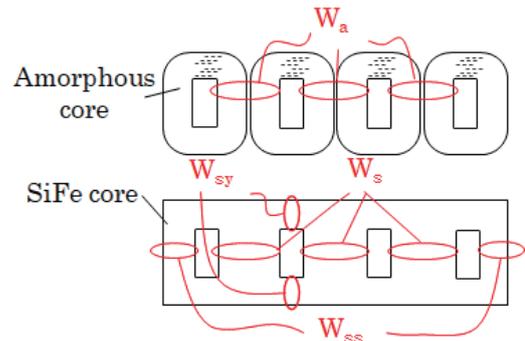


Fig. 2 Set-up of search coils in cores for excitation tests.

ねて巻いた巻数 N のサーチコイルに発生する電圧実効値を V_{eff} 、アモルファスと珪素鋼板鉄心の実効断面積の和を A_c として、

$$B_m = V_{eff} / 4.44 f N A_c, \quad (1)$$

から求めた。

また Fig. 2 に示すように、モデル鉄心の各部位にサーチコイルを巻回し、磁束密度 B の分布を評価した。 W_a はアモルファス巻鉄心の主脚、 W_s は珪素鋼板積鉄心の主脚、 W_{ss} は珪素鋼板積鉄心の側脚、 W_{sy} は珪素鋼板積鉄心のヨーク部に巻回したサーチコイルである。各サーチコイルで発生する電圧より鉄心の各部位の B を求めた。

3. 磁気特性の評価結果と考察

3.1 磁束密度分布の評価結果

Fig. 3 にモデル鉄心の励磁磁束密度 B_m に対する各鉄心内の B の変化を示す。 Fig. 3 (a) にはU脚、V脚、W脚のアモルファス

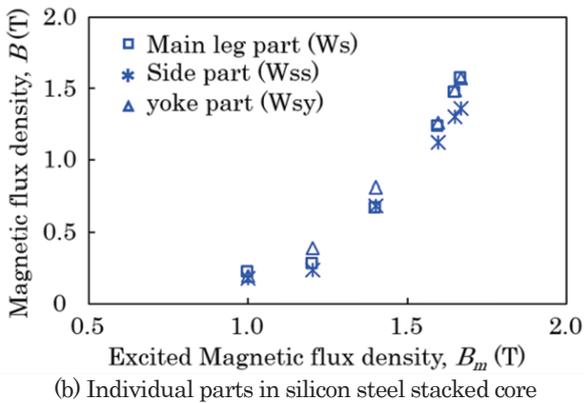
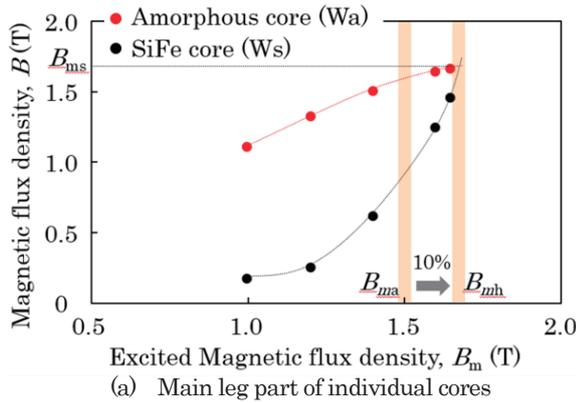


Fig. 3 Measured B distribution in the hybrid model core.

巻鉄心と珪素鋼板積鉄心の B の平均値を、Fig. 3 (b) には珪素鋼板積鉄心内の主脚、ヨーク部、側脚の B の平均値を示す。Fig. 3 (a) において、磁脚中の磁束がアモルファス巻鉄心と珪素鋼板積鉄心の各磁気抵抗に応じて分担される現象がみられた。低磁束密度側では磁気抵抗の小さいアモルファス巻鉄心に多くの磁束が流れ、飽和に近づく、珪素鋼板積鉄心の磁束密度が急増する。つまり、三相鉄心も単相鉄心と同様に、 B_m に伴う磁気抵抗の変化に応じて磁束が分担されることがわかった。一般的に、アモルファス巻鉄心のみで構成される AMT の設計磁束密度 B_{ms} は、飽和磁束密度に対して尤度を持った値に設定する。これは飽和による励磁電流の急増を抑制するためである。これに対してハイブリッド鉄心の場合、励磁磁束密度 B_m をアモルファス巻鉄心の飽和磁束密度付近まで増加させても、珪素鋼板積鉄心に磁束が分担されるため、過大な励磁電流は流れない。従って HBT の設計磁束密度は、珪素鋼板積鉄心内の磁束密度が SST の設計磁束密度 B_{ms} に達するまで高くできる。例えば Fig.3 (a) において、AMT で $B_{ms} = 1.50$ T であった設計磁束密度を、HBT では $B_{mh} = 1.65$ T に設定できる。Fig. 3 (a) の結果より、アモルファス巻鉄心のみで鉄心を構成するよりも約 10% の高磁束密度化が見込める。また、Fig. 3 (b) では珪素鋼板積鉄心の主脚、ヨーク部、側脚の B の差は最大 0.2 T であった。この珪素鋼板積鉄心の B の差分はステップラップ接合部のエアギャップの製作時のばらつきに起因すると考えられる。

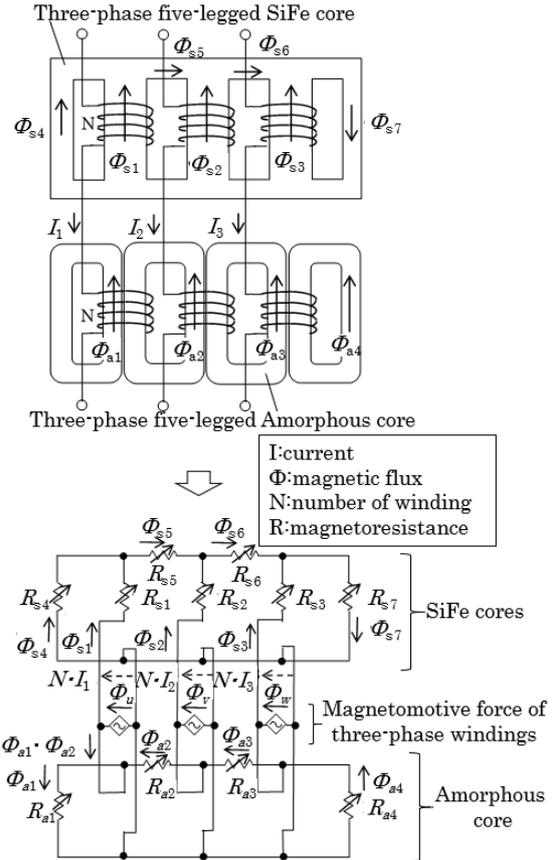


Fig. 4 Wiring diagram(upper) and equivalent magnetic circuit(lower) of the investigated three-phase hybrid-core.

3.2 ATP による磁気回路解析

汎用回路シミュレータである ATP を用いた磁気回路解析により、ハイブリッド鉄心内の B 分布を求め、前節で示した実測結果と比較した。Fig. 4 に三相五脚ハイブリッド鉄心の励磁回路の結線図と等価磁気回路を示す。アモルファス巻鉄心は、1つの巻鉄心に相当する磁気抵抗 4 つを組み合わせ、珪素鋼板積鉄心は、脚部とヨーク部を別個の磁気抵抗で模擬した。そして両鉄心に相当する磁気回路に、共通の三相電圧源(起磁力源)を接続した。なお、回路シミュレータによる鉄心内の磁束解析法として、実測に基づいた各鉄心の磁気飽和を考慮した磁化特性 (Fig. 5) を、非線形抵抗回路網で模擬する方法を採用した。また、磁気抵抗で模擬した各鉄心部位の断面積および磁路長を Table 1 に示す。

磁気回路方程式より、磁束 Φ (Wb) および磁気抵抗 R (A/Wb) は、以下の式 (2) および (3) よりあらわされる。 S (m^2) は断面積、 L (m) は磁路長、 μ (H/m) は透磁率、 H (A/m) は磁界である。

$$NI = R\Phi \tag{2}$$

$$R = LS/\mu = HLS/B = NI/\Phi \tag{3}$$

ハイブリッド鉄心の三相の主脚部の磁束 Φ_u , Φ_v , Φ_w は、Fig. 4 上部の結線図中に示した鉄心各部の磁束を用いて、以下の式であらわされる。アモルファス巻鉄心の主脚は隣接する巻鉄心で構成されているため、その差分であらわされる。

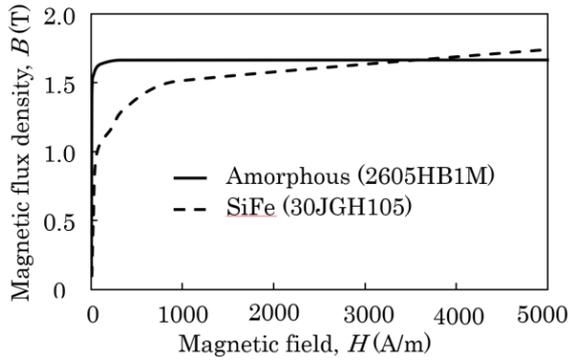


Fig. 5 BH curves of 2605HB1M amorphous and 30JGH105 silicon steel materials used for ATP.

Table 1 Specifications of the investigated three-phase hybrid-core.

Name		Effective cross sectional area S(m ²)	Magnetic path length L(m)
SiFe	Main leg part	2.24 × 10 ⁻³	0.195
	Yoke part	1.30 × 10 ⁻³	0.384
	Side yoke	1.14 × 10 ⁻³	0.581
Amorphous		9.59 × 10 ⁻³	0.574

$$\Phi_i = \Phi_{s1} + \Phi_{a1} - \Phi_{a2} \quad (4)$$

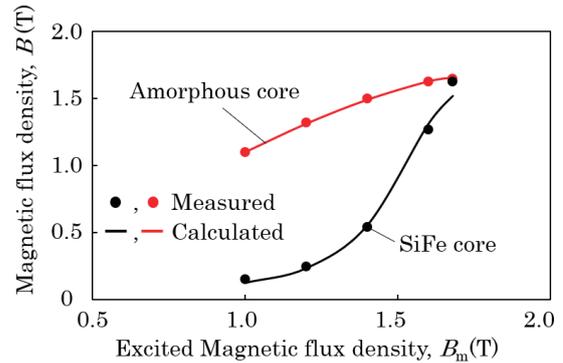
$$\Phi_r = \Phi_{s2} + \Phi_{a2} - \Phi_{a3} \quad (5)$$

$$\Phi_w = \Phi_{s3} + \Phi_{a3} - \Phi_{a4} \quad (6)$$

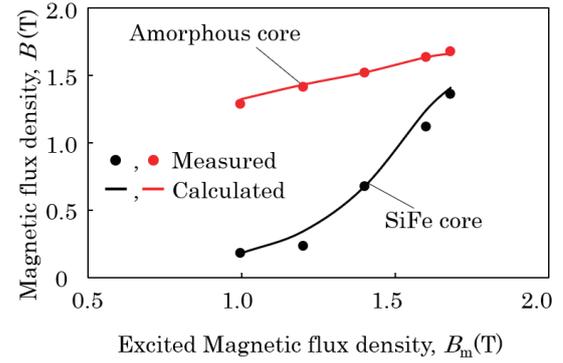
次に、ハイブリッド鉄心を三相励磁した場合の B 分布を ATP で解析し、実測結果と比較した。解析した励磁磁束密度 B_m は 1.0 ~ 1.6 T の範囲とした。ハイブリッド鉄心の B_m に対する各鉄心内の磁束密度の実測結果と解析結果の比較を Fig. 6 に示す。同図 (a) はアモルファス巻鉄心の主脚と珪素鋼板積鉄心の主脚の B を、同図 (b) はアモルファス巻鉄心と珪素鋼板積鉄心のヨーク部の B を示している。そして同図 (c) は、アモルファス巻鉄心と珪素鋼板積鉄心の側脚の B である。Fig. 6 (a) より、主脚の B 分布は実測と解析で誤差 0.04 T 以内で一致した。また、Fig. 6 (b) のヨーク部、Fig. 6 (c) の側脚においては実測と解析での誤差は最大 0.12 T であった。これらのずれの原因は、鉄心の製作誤差を解析で考慮していないためと考えられる。珪素鋼板積鉄心のステップラップ接合部にできる 1~2 mm のエアギャップの精度管理は難しく、磁束密度分布の誤差の大きな要因となり得る。特にヨーク部は接合箇所が多いため、誤差が大きくなったと考えられる。Fig. 6 に示した結果より、Fig. 4 に示す磁気回路を用いれば、三相五脚ハイブリッド鉄心内の B 分布を良好に再現できることが示された。そこで次に、大型化に適したハイブリッド鉄心の構造について検討した。

3.3 鉄心構造変更による磁気特性への影響

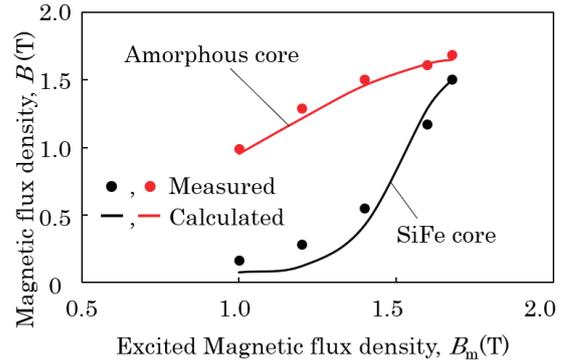
これまで示した、アモルファス、珪素鋼板両鉄心のヨーク幅が異なる形状では、強度、製造面から大容量化には適さない。珪素鋼板積鉄心のヨーク部の幅をアモルファス巻鉄心と同じく主脚部の



(a) Main leg part of cores



(b) Yoke part of cores



(c) Side leg part of cores

Fig. 6 Comparison of measured and calculated B distribution in the three-phase hybrid model core.

1/2 とした場合、強度・製造コスト面の問題は改善されるが、珪素鋼板積鉄心のヨーク部の磁束密度が高くなり、過飽和や鉄損の増加を招く懸念がある。また、HBT としての設計磁束密度は、飽和磁束密度の高い珪素鋼板積鉄心の磁束密度に依存する。従って、珪素鋼板積鉄心内の B の増加量が許容値を超えた場合、設計磁束密度を下げざるを得なくなる。そこで本節では、珪素鋼板積鉄心のヨーク部の幅を主脚部の 1/3 から 1/2 に変更した場合の B 分布および鉄損特性の変化について、ATP 解析を用いて評価した。

まず、Fig. 4 で作成した磁気回路のパラメータを用いて、珪素鋼板積鉄心のヨーク部の幅を主脚部の 1/3 から 1/2 に変更した場合の B 分布を解析した。さらに、各鉄心の鉄損特性から、ハイブリッド鉄心全体の鉄損値を計算した。ハイブリッド鉄心の B_m に対する各鉄心内の B の解析結果を Fig. 7 (a) に、鉄損特性を Fig. 7 (b) に示す。

Fig. 7 (a) より、 B_m の増加に伴い、珪素鋼板積鉄心内の B 分布は、ヨーク部よりも主脚が高くなる傾向を示した。例として、 B_m

=1.68 Tに着目すると、珪素鋼板積鉄心のヨーク幅を主脚の1/2にした場合、ヨーク部の B は1.50 Tから1.51 Tへ、0.01 T増加する。一方、珪素鋼板積鉄心の主脚の B は1.52 Tから1.51 Tへ、0.01 T減少する。従って、珪素鋼板積鉄心のヨーク部の幅を主脚部の1/2とした場合、ヨーク部の B は増加するものの主脚部の B 以下に留まるため、設計磁束密度への影響はないことが分かった。また、磁束が変化した要因として、ヨーク部の幅を減らしてその B が増加した結果、珪素鋼板積鉄心の磁気抵抗が増加したことも挙げられる。ハイブリッド鉄心内の B の分担はアモルファス巻鉄心と珪素鋼板積鉄心の磁気抵抗のバランスで決定されるため、珪素鋼板積鉄心の磁気抵抗が増加した結果、アモルファス巻鉄心側により多くの磁束が流れ、結果として珪素鋼板積鉄心の主脚の磁束密度が減少したと考えられる。

次にFig. 7(b)より、珪素鋼板積鉄心のヨーク部を主脚の1/2幅とした場合、ハイブリッド鉄心全体の鉄損値の変化は最大0.8%と、ほぼ影響しないことがわかった。

以上の結果から、珪素鋼板積鉄心のヨーク幅を1/2にしても珪素鋼板、アモルファス両鉄心の B の顕著な増加は現れず、かつ鉄損の変化は0.8%以内であることがわかった。これは、鉄心の物量低減による鉄損の低減効果と、ヨーク部の B の増加に伴う鉄損増加が相殺されたためと考えられる。従って、大容量器を製作する場合には、剛性と製造の観点から珪素鋼板積鉄心のヨーク部の幅を主脚部の1/2としても、HBTとして成立すると結論される。

4. まとめ

大容量三相変圧器へアモルファス巻鉄心と珪素鋼板積鉄心を組み合わせたハイブリッド鉄心を適用するため、三相モデル鉄心を製作し、磁束密度 B の分布を評価した。さらに、ATPを用いた磁気回路解析によりハイブリッド鉄心内の B 分布と鉄損を評価し、以下の結果を得た。

(1) 三相ハイブリッド鉄心の B 分布は励磁磁束密度 B_m の増加に伴い珪素鋼板積鉄心の B が増加し、アモルファス巻鉄心の過飽和を防ぐ効果が現れた。従って、アモルファスのみで構成した鉄心に比べて約10%の高磁束密度化が可能であることがわかった。

(2) ハイブリッド鉄心の大容量化において、製造、剛性の観点から有利と考えられる形状として、珪素鋼板積鉄心のヨーク部の幅を主脚部の1/2とし、アモルファス巻鉄心と揃える形状を提案した。モデル鉄心の実測結果に基づき構築した磁気回路解析により、提案形状のハイブリッド鉄心において、鉄損の増加は0.8%以下に留まり、HBTとしての成立性を示した。

謝辞 本成果は2015年度から2017年度の環境省CO₂排出削減対策強化誘導型技術開発・実証事業における助成のもと得られたものである。

References

- 1) K. Inagaki, M. Kuwabara, K. Sato, K. Fukui, S. Nakajima, and D. Azuma: Hitachi Hyouron, **93**, no. 2, 73 (2011) (in Japanese).
- 2) S. Yurekten, A. Kara, and K. Mardikyan: Proc. of Inter. Conf. on Renewable Energy Research and Applications, 534, 2013.
- 3) M. Carlen, D. Xu, J. Clausen, T. Nunn, R. Ramanan, and D. M. Getson: Proc. of IEEE PES Transmission and Distribution Conf. and Exposition, 2010.
- 4) K. Sato: Jitsumu Hyoumen Gijutsu, **28**, 556, (1981) (in Japanese).
- 5) Hitachi Metals Corp.: Catalogue No.HJ-B13-A (2015).
- 6) Y.-H. Chang, C.-H. Hsu, and C.-P. Tseng: Proc. 9th World Sci. Eng. Acad. Soc. (WSEAS), 78 (2009).
- 7) JFE steel Corp.: Catalogue No.F1J-001-05 (2019).
- 8) A.J. Moses and S. Hamadeh: *J. Appl. Phys.*, **64**, 5379 (1988).
- 9) D. Snell and A. Coombs: *J. Magn. Magn. Mater.*, **254-255**, 349 (2003).
- 10) T.D. Kefalas, P.S. Georgilakis, A.G. Kladas, A.T. Souflaris, and D.G. Paparigas: *IEEE Trans. Magn.*, **44**, 1082 (2008).
- 11) N. Kurita, A. Nishimizu, C. Kobayashi, Y. Tanaka, A. Yamagishi, M. Ogi, K. Takahashi, and M. Kuwabara: *IEEE Trans. Magn.*, **54**, No.11, 8400604 (2018).
- 12) K. Shinya and K. Saitoh: *IEEEJ Trans. IA*, **123**, 732 (2003) (in Japanese).
- 13) T. Takeuchi: *Denki Sekkeigaku* (in Japanese), (Ohmsha, Tokyo, 1993).
- 14) E. Rosolowski, P. Stakhiv: proceedings of the IEEE Electric Power Networks 2016.
- 15) K. Takahashi, D. Azuma, and R. Hasegawa: *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 4001 (2013).
- 16) N. Kurita, A. Nishimizu, H. Morooka, C. Kobayashi, N. Miyamoto, Y. Hamadate, T. Ishigami, Y. Yamada, K. Sasaki, T. Satake, and T. Fukuyama: *IEEEJ Trans. PE*, **138**, 53 (2018) (in Japanese).

2020年12月27日受理, 2021年2月11日再受理, 2021年3月4日採録

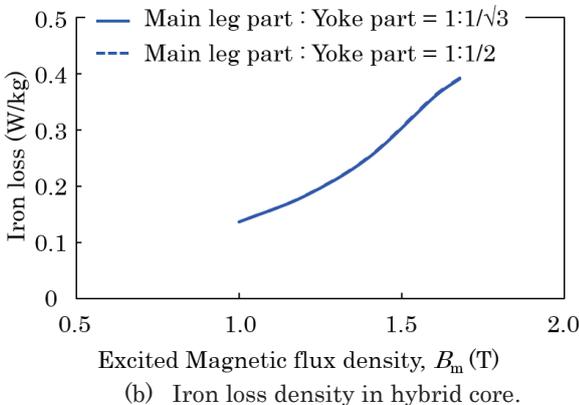
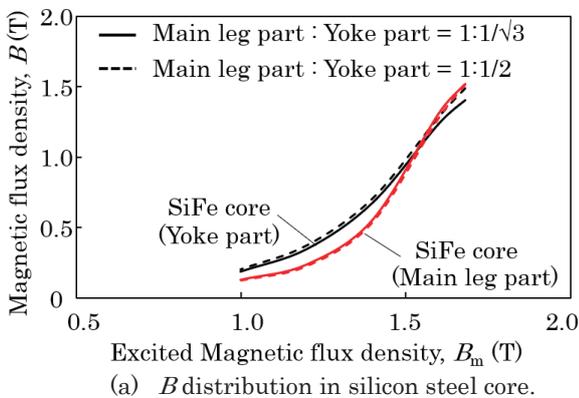


Fig. 7 Comparison of calculated B distribution and iron loss density between two types of hybrid core.

シームレスな極薄鋼板の磁気ガイドウェイシステムの開発 (マルチボディダイナミクスを用いた外乱振動の入力に対する振動抑制効果に 関する考察)

Development of Electromagnetic Guideway for Seamless Ultra-thin Steel Plate (Consideration on Effect of Vibration Suppression against Input Vibration Disturbance by Multi Body Dynamics)

中須賀峻^{a)}・奈良輪祥泰^{a)}・石原宙^{a)}・山口遼^{a)}・小川和輝^{a)}・成田正敬^{a)}†・加藤英晃^{a)}

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

R. Nakasuga^{a)}, Y. Narawa^{a)}, S. Ishihara^{a)}, R. Yamaguchi^{a)}, K. Ogawa^{a)}, T. Narita^{a)}†, and H. Kato^{a)}

^{a)} Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka-shi, Kanagawa 259-1292, Japan

The continuous steel plate production line extends several kilometers in length, and steel plates are transported through contact with rollers. However, after the plating process, a plate cannot be supported by rollers so as to avoid plating failure. Therefore, we propose an electromagnetic guideway that applies magnetic levitation technology to the steel-plate manufacturing line. In our research group, a high guidance performance could be obtained in an experiment by installing electromagnets to the sides of steel plates on the path on which they are conveyed. However, the shape of steels plate has not yet been obtained analytically. Therefore, we focus on multi body dynamics and study the optimum placement position of electromagnets. In this study, the attractive force was analyzed by changing the steady-state current applied to the electromagnets to investigate the vibration suppression performance of the electromagnets for the electromagnetic guideway. From the analysis results, the electromagnets generated a restoring force like a spring. Furthermore, from the results, we analyzed the response of a steel plate on the basis of multibody dynamics when a disturbance was applied.

Keywords: steel plate, noncontact guide, vibration analysis, multi body dynamics

1. 緒言

溶融亜鉛めっき鋼板は溶接性、塗装性、耐久性に優れることから、自動車産業や建築材料等に幅広く利用されている。この鋼板の製造ラインでは、鋼板は長尺な連続鋼板のまま多数のロールによって接触支持搬送される。しかしながら、めっき処理後の乾燥工程では鉛直方向に 20 m~50 m 搬送される。この工程ではめっきの剥離の原因となるためロールによる接触支持を行うことができず、大きな振動が発生してめっき不良の原因となる。解決策として、鋼板の上下面に電磁石を設置し、吸引力を利用して連続鋼板を非接触に支持する手法^{1,2)}が一部に導入されており、面外の振動については抑制効果が報告されているが、鋼板平面内の走行方向に垂直な方向は制御を行わないため、蛇行の問題は未だ解決できていない。

この問題を解決するため、当研究グループでは直線を走行する連続鋼板のエッジ近傍に電磁力を印加することにより、鋼板を非接触に案内する手法を検討している³⁾。これまでに連続鋼板のエッジ部に電磁石を設置して位置決め制御を行う磁気ガイドウェイシステムを提案し、ループ部の非接触案内を行うことで、制御方向だけでなく面外方向の振動も抑制できることを報告している⁴⁾。このとき鋼板の走行形状に沿って磁気ガイドウェイの電磁石を設置することで、面外方向の振動に対して高い制振効果が得られることを実験的に確認している。しかしながら鋼板の形状は鋼板の板厚や走行速度によって変化するため、実用的な状況を網羅する

ためには磁気ガイドウェイの形状を導出するプロセスの構築が不可欠である。鋼板が走行した際の形状を導出する前提として、静止した鋼板形状についても導出する必要がある。しかしながら、曲げ剛性のない長尺な物体を吊り下げたとき、カテナリー曲線を描くことは一般的に知られているが、連続鋼板のように曲げ剛性を有する長尺な物体を吊り下げて静止したときの形状を数式的に導出した例は存在しない。そこで、著者らはケーブルダイナミクス等に用いられるマルチボディダイナミクス (以下 MBD) に着目し^{5,6)}、連続鋼板が静止した際のループ形状部の鋼板形状を求め、実験結果とよい一致を示すことを確認している⁷⁾。また鋼板の動的な挙動については有限要素法を用いて応力解析やモード解析の結果をもとに電磁石や永久磁石を配置してその有効性を確認している^{8,9)}。さらに鋼板の過渡的な動特性について、MBDを用いて鋼板の自由応答を算出したが¹⁰⁾、電磁石の制振性能について詳細な検討は行われていない。

そこで本研究は走行せず静止した状態の連続鋼板に対する磁気ガイドウェイに用いる電磁石の制振性能について検討を行った。有限要素法による電磁界解析を行い、電磁石に流す定常電流を変更して得られた結果をもとに磁気ガイドウェイ用電磁石の等価的な復元力を算出した。得られた結果に基づいて MBD を用いて解析を行い、鋼板に外乱が入力された際の電磁石の制振性能について検討を行った。

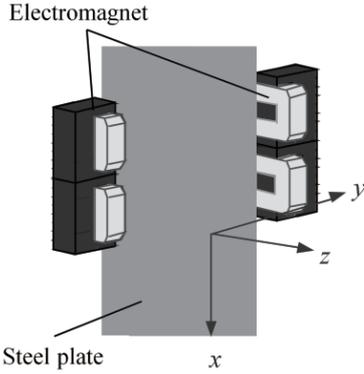


Fig. 1 Electromagnet unit and coordinate axes.

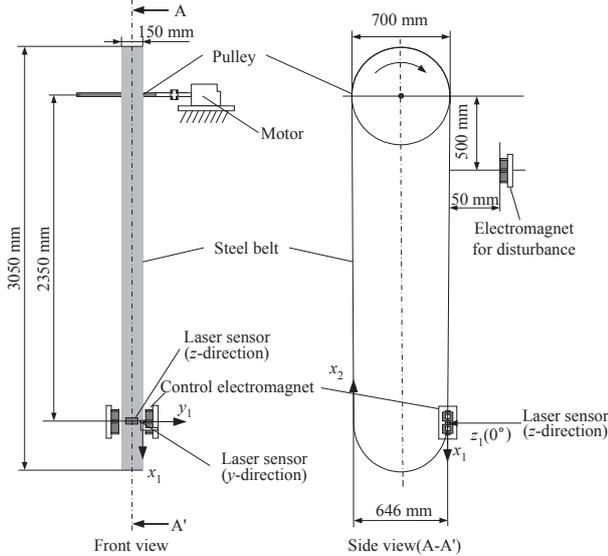


Fig. 2 Schematic diagram of experimental apparatus and measurement position.

2. エッジ部に設置した電磁石による連続鋼板の磁気ガイドウェイシステム

著者らが検討している磁気ガイドウェイシステムの電磁石ユニットの概略図を Fig. 1 に示す。同図に示す通り連続鋼板のエッジ部に 2 基の電磁石を対向して設置した。なお鋼板の走行方向を x 方向、鋼板走行方向に対して垂直方向を y 方向、鋼板平面に対して垂直方向を z 方向と定義する。本システムはエッジ部に設置した電磁石により鋼板に発生する吸引力によって y 方向の変位が電磁石表面から 5 mm になるよう位置決め制御を行っている。このとき電磁石には制御電流に加え定常電流 I_0 を重量とする。しかしながらこの電流によって発生する吸引力は電磁石コアの中心方向に発生するため、鋼板が z 方向に変位した際にはコアの中心方向への復元力として働き、 y 方向の制御だけでなく、 z 方向にも制振することができる。

この電磁石ユニットを連続鋼板のループ部分に設置し、非接触案内を行う。電磁石を用いた非接触ガイドウェイを実験的に評価するため、連続鋼板の進行方向部分を模擬した実験装置の概略図を Fig. 2、実験装置の写真を Fig. 3 に示す。実験装置は長さ 6894 mm、幅 150 mm、厚さ 0.3 mm のステンレス鋼材 (SUS632) 製



Fig. 3 Experimental apparatus.

ベルトを溶接した連続鋼板を直径 700 mm、幅 154 mm のプーリからの吊り下げている。プーリはブラシレス DC モータと接続されており、プーリが回転することにより鋼板が走行する状況を再現することができる。また振動特性を実験的に評価するための外乱入力用電磁石を Fig. 2 に示すように鋼板の上流側のプーリ中心軸から下方に 500 mm の位置に、鋼板の面外方向に表面から 50 mm の位置に設置した。

3. 電磁石ユニットの制振性能に関する検討

3.1 解析モデルと解析条件

磁気ガイドウェイシステムを構成する電磁石ユニットの制振性能について有限要素法による電磁界解析を用いて検討を行った。Fig. 4 に有限要素モデルの鳥瞰図を示す。また、解析モデルの寸法を Fig. 5 に示す。幅 (y 方向) 150 mm、長さ (x 方向) 600 mm、厚さ 0.3 mm の鋼板 (SUS632) の両側に電磁石を 2 基ずつ設置した。鋼板は Fig. 6 に示すように、電磁石コアの中心を原点として z 方向に変位させ、発生する吸引力について検討を行う。また、 y 方向の電磁石表面から鋼板のエッジまでの距離は 5 mm とした。電磁石は Fig. 7 に示す形状の E 型フェライトコア (材質: PC40) を使用し、コイルの巻数は 1005 回とした。このときコイルに流す定常電流 I_0 は 0.1~2.0 A まで変化させ、鋼板を z 方向に 0 mm ~ -20 mm 変位させた際の鋼板に発生する z 方向の吸引力を解析により求めた。なお、全ての電磁石は電流を流した際に鋼板側が N 極になるよう設定した。

3.2 解析結果

解析結果の一例として、 $I_0 = 0.1$ A、 $z = -8$ mm における鋼板に発生した吸引力のベクトルプロットを Fig. 8 に示す。同図より電磁石コアの中心に向かって吸引力が発生していることが確認で

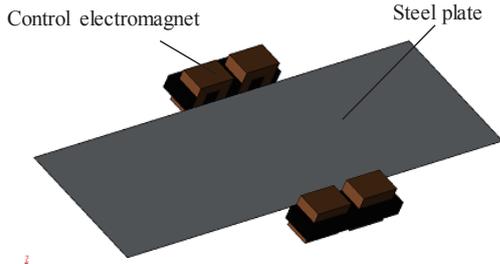


Fig. 4 FE model of electromagnet unit for electromagnetic guideway.

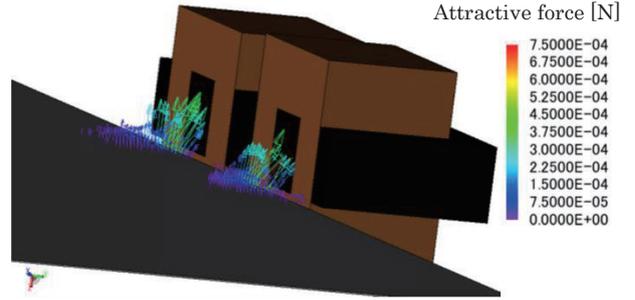


Fig. 8 Example of analyzed attractive force ($I_0 = 0.1 \text{ A}$, $z = -8 \text{ mm}$).

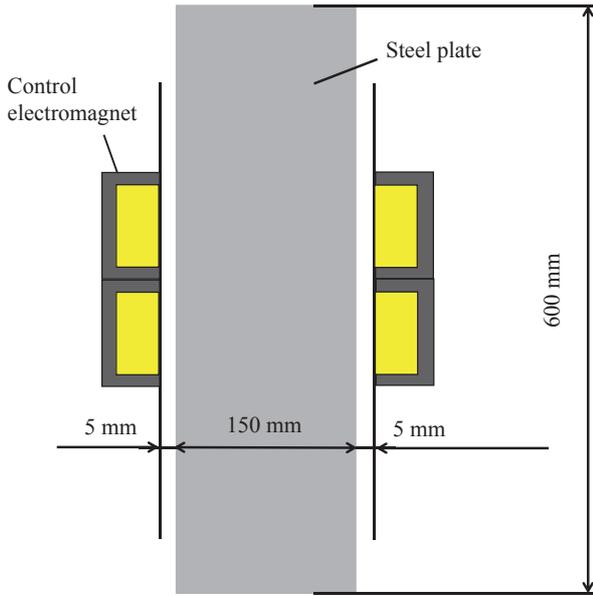


Fig. 5 Dimensions of FE model.

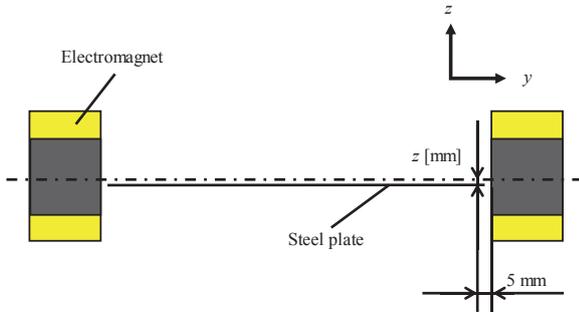


Fig. 6 Displaced steel plate in z direction.

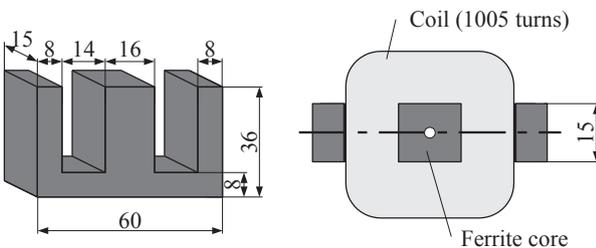


Fig. 7 Schematic illustration of electromagnet.

きた。 $I_0 = 0.1, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 \text{ A}$ における変位 z と z 方向の吸引力 F_z の関係を Fig. 9 に示す。同図より定常電流を増加させると吸引力を増加することが確認できた。また、 $z = -8 \text{ mm}$ までは z

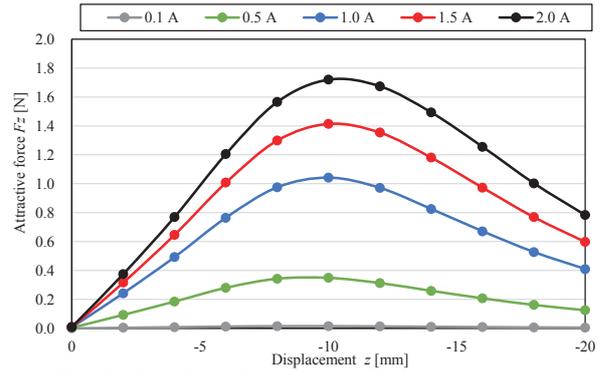


Fig. 9 Relationship between displacement z and attractive force F_z .

Table 1 Equivalent spring ratio of electromagnet for electromagnetic guideway for each steady current.

Steady current I_0 [A]	Equivalent spring ratio of electromagnet k_{em} [N/m]
0.1	1.777
0.5	42.37
1.0	121.0
1.5	161.3
2.0	194.5

の増加に比例して F_z が増加し、ばねのような電磁石コア中心方向への復元力が発生することが得られた。このとき変位 -8 mm までの傾きを算出し、電磁石ユニットにおける等価ばね定数 k_{em} を求めた。各電流値における k_{em} を Table 1 に示す。定常電流を増加させると k_{em} も増加する傾向が得られた。

4. MBD を用いた連続鋼板の挙動解析

4.1 連続鋼板の MBD 解析モデル

Fig. 2 に示す本研究で用いる実験装置のように半径 R のプーリーに連続鋼板が吊り下げられているモデルについて検討する。連続鋼板の解析モデルと座標系を Fig. 10 に示す。プーリーの中心を原点 O 、 x' 軸を水平方向、 z' 軸を鉛直方向上向きに取る全体基準座標 $O-x'z'$ を設定する。連続鋼板はプーリーの端部 p_1, p_2 の位置から吊り下げられているものとする。連続鋼板は n 個の剛体ボディに離散化され、各ボディの長さは L 、各ボディ長さの半分の長さを l 、幅は w 、質量は m とする。Fig. 10 中の破線で示した部

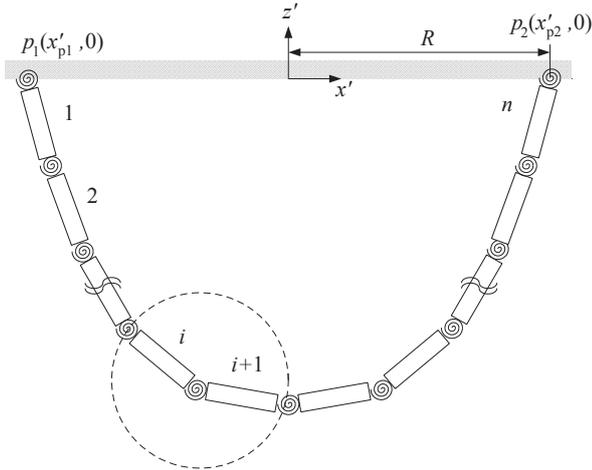


Fig. 10 MBD analysis model of continuous steel plate.

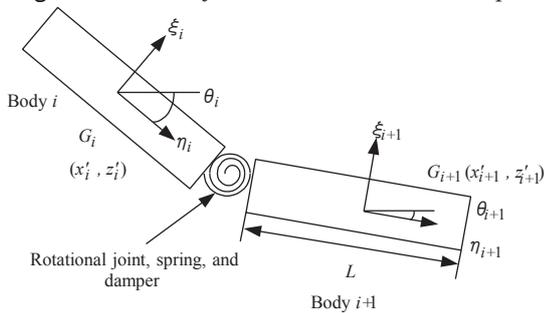


Fig. 11 Schematic diagram of rotational joint, spring, and damper between each body.

分を拡大した Fig. 11 のように隣接する各剛体ボディは回転ジョイントにより拘束され、接続部には鋼板の曲げ剛性、内部減衰をモデル化した回転ばねと回転ダンパが取り付けられていると仮定する。各ボディにはそれぞれ番号を付け、添え字 $i (i=1 \sim n)$ をつけて表す。全体基準枠 $O-x'z'$ における第 i 番目のボディの重心 G_i における $x'-z'$ 座標をそれぞれ x'_i, z'_i とし、 θ_i は第 i 番目の剛体の物体固定枠 $G_i-\eta_i\xi_i$ の全体基準枠 $O-x'z'$ に対する回転角を表す。

このように座標系を取るとき、各ボディの一般化座標 q_i は式(1)となり、連続鋼板の運動を記述する一般化座標 q は式(2)のように得られる。

$$q_i = [x'_i \quad z'_i \quad q_i]^T \quad (1)$$

$$q = [q_1^T \quad q_2^T \quad \dots \quad q_i^T \quad \dots \quad q_n^T]^T \quad (2)$$

離散化した各剛体ボディには重力と鋼板の曲げ剛性、内部減衰をモデル化した回転ばね¹⁰⁾と回転減衰により発生する一般力 Q_i が作用する。この剛体に対する運動方程式は次の微分方程式で表される。 M_i は各剛体ボディの質量および慣性モーメントの対角行列である。

$$M_i \ddot{q}_i = Q_i \quad (3)$$

$$M_i = \text{diag} [m_i \quad m_i \quad J_i] \quad (4)$$

$$Q_i = [0 \quad -m_i g \quad -(f_k + f_c)]^T \quad (5)$$

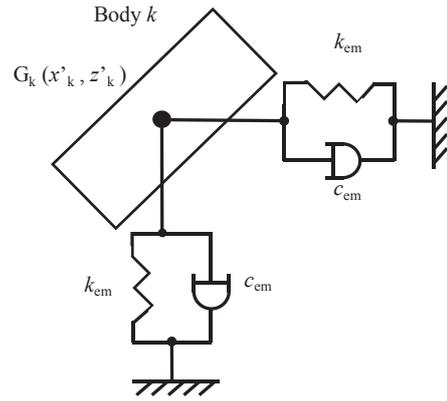


Fig. 12 Analysis model of electromagnet.

$$f_k = k_q (\theta_{i-1} - \theta_i) + k_q (\theta_{i+1} - \theta_i)$$

$$f_c = c_q (\dot{\theta}_{i-1} - \dot{\theta}_i) + c_q (\dot{\theta}_{i+1} - \dot{\theta}_i)$$

ただし、 f_k は連続鋼板の曲げ剛性によるトルク、 k_q は曲げ剛性に相当する回転ばね定数、 f_c は連続鋼板の内部減衰によるトルク、 c_q は内部減衰に相当する回転減衰定数である。なお Fig. 2 に示した制御用電磁石ユニットが設置される第 k 番目のボディにおいては電磁石ユニットによる復元力と減衰力が加わると仮定し、Fig. 12 に示すようにばねとダンパが仮想的に設置されているとしてモデル化を行った。このとき第 k 番目のボディにおける一般力 Q_k は次式で表される。

$$Q_k = [-f_{emx} - mkg - f_{emz} - (f_k + f_c)]^T \quad (6)$$

$$f_{emz} = k_{em}(z' - z'_{em}) + c_{em} \dot{z}'_k$$

$$f_{emx} = k_{em}(x' - x'_{em}) + c_{em} \dot{x}'_k$$

このとき x'_{em}, z'_{em} は電磁石の座標、 k_{em} は電磁石ユニットによる等価減衰係数、 c_{em} は電磁石ユニットによる等価ばね定数である。なお本研究において Fig. 2 に示した制御用電磁石ユニットの位置は $i=70$ となる。全ての剛体に対する運動方程式を順に並べると系全体の運動方程式が得られる。

$$M \ddot{q} = Q \quad (7)$$

$$M = \text{diag} [M_1 \quad M_2 \quad \dots \quad M_i \quad \dots \quad M_n] \quad (8)$$

$$Q = [Q_1^T \quad Q_2^T \quad \dots \quad Q_i^T \quad \dots \quad Q_n^T]^T \quad (9)$$

離散化された各ボディは物体固定枠 $G_i-\eta_i\xi_i$ における $(\pm l, 0)$ の位置で回転ジョイントにより隣接するボディと連結されている。このとき第 $i-1$ 番目と第 i 番目のボディを拘束する回転ジョイントの拘束条件式は次式で表される。

$$\Phi_{(i-1)i} = \begin{Bmatrix} x_{i-1} - x_i + l \cos \theta_{i-1} + l \cos \theta_i \\ y_{i-1} - y_i + l \sin \theta_{i-1} + l \sin \theta_i \end{Bmatrix} = \mathbf{0} \quad (10)$$

ただし鋼板の両端においては以下の拘束条件式となる。 $i=1$ のとき

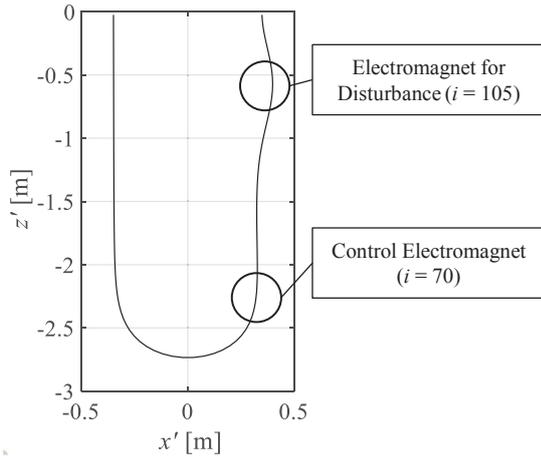


Fig. 13 Initial shape of steel plate.

$$\Phi_{(p_1)1} = \begin{cases} x_{p_1} - x_1 + l \cos \theta_1 \\ y_{p_1} - y_1 + l \sin \theta_1 \end{cases} = \mathbf{0} \quad (11)$$

$i=n$ のとき

$$\Phi_{(n)p_2} = \begin{cases} x_n - x_{p_2} + l \cos \theta_n \\ y_n - y_{p_2} + l \sin \theta_n \end{cases} = \mathbf{0} \quad (12)$$

全ての拘束条件式をまとめると

$$\Phi(\mathbf{q}, t) = \begin{bmatrix} \Phi_{(p_1)1}^T & \Phi_{(1)p_2}^T & \dots & \Phi_{(n)p_2}^T \end{bmatrix}^T = \mathbf{0} \quad (13)$$

が得られる。導出下拘束条件式 Φ を一般化座標 \mathbf{q} で偏微分することで、ヤコビアンマトリックスが次式のように得られる。

$$\Phi_{\mathbf{q}} \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{q}} \quad (14)$$

時刻 t における微小な仮想変位 $\delta \mathbf{q}$ を考える。仮想変位 $\delta \mathbf{q}$ は拘束条件式(12)を満たす必要があるので

$$\Phi_{\mathbf{q}}(\mathbf{q}, t) \delta \mathbf{q} = \mathbf{0} \quad (15)$$

の関係が成り立つ。また運動方程式(7)のもとで仮想仕事の原理から次式が成り立つ。

$$[\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}} - \mathbf{Q}]^T \delta \mathbf{q} = \mathbf{0} \quad (16)$$

ここでラグランジュの未定定数法の定理を用いると

$$[\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}} - \mathbf{Q}]^T \delta \mathbf{q} + \lambda^T \Phi_{\mathbf{q}} \delta \mathbf{q} = [\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}} - \mathbf{Q} + \lambda \Phi_{\mathbf{q}}^T]^T \delta \mathbf{q} = \mathbf{0} \quad (17)$$

ここで λ はラグランジュ定数からなるベクトルを表す。以上の式より任意の $\delta \mathbf{q}$ に対して次式が成り立つ。

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}} + \lambda \Phi_{\mathbf{q}}^T = \mathbf{Q} \quad (18)$$

また、拘束条件式を時間で2回微分すると次式が得られる。

$$\ddot{\Phi} = (\Phi_{\mathbf{q}} \dot{\mathbf{q}})_{\mathbf{q}} \dot{\mathbf{q}} + 2\Phi_{\mathbf{q}t} \dot{\mathbf{q}} + \Phi_{\mathbf{q}} \ddot{\mathbf{q}} + \Phi_{tt} = \mathbf{0} \quad (19)$$

$$\Phi_{\mathbf{q}} \ddot{\mathbf{q}} = -(\Phi_{\mathbf{q}} \dot{\mathbf{q}})_{\mathbf{q}} \dot{\mathbf{q}} - 2\Phi_{\mathbf{q}t} \dot{\mathbf{q}} - \Phi_{tt} \equiv \boldsymbol{\gamma} \quad (20)$$

式(18)と式(20)を結合し、変数を $[\ddot{\mathbf{q}}^T \quad \lambda^T]^T$ に拡大し、微分代数方程式の形に変形すると以下のように求まる。

$$\begin{bmatrix} \mathbf{M} & \Phi_{\mathbf{q}}^T \\ \Phi_{\mathbf{q}} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\mathbf{q}} \\ \lambda \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{Q} \\ \boldsymbol{\gamma} \end{bmatrix} \quad (21)$$

4.2 MBD 解析条件

得られた微分代数方程式(21)を解くことで連続鋼板の挙動が得られる。本研究ではボディ長さ $L = 50$ mm, 幅 $w = 150$ mm とし, 実験で使用する鋼板の長さを模擬するため, ボディの分割数 $n = 116$ とした。鋼板のヤング率 $E = 196$ GPa, 断面2次モーメント $I = 3.375 \times 10^{-13}$ m⁴, 質量 m は使用している SUS632 の密度から算出し $m = 0.01742$ kg とした。また, 回転ばね定数 k は連続鋼板の曲げ剛性から次の式のように得られる。

$$k = EI / L \quad (22)$$

式(22)より算出した k の値は 1.323 N·m/rad となる。また回転減衰係数 c は基礎実験の結果より 0.1 N·m·s/rad とした。さらに k_{em} の Table 1 における各電流値の値を使用し, c_{em} は 0.1 N·s/m とした。

4.3 MBD による振動特性解析

鋼板に外乱が入力された際の応答解析を行った。Fig. 2 に示した外乱用の電磁石の位置に相当する, Fig. 10 中の鋼板の端点 p_2 から 500 mm の位置にあるボディ ($i=105$) に外力を加え, 強制的に 50 mm 変位させて静止した状態を初期条件とした。このとき鋼板形状を Fig. 13 に示す。同図に示す形状から外乱入力用電磁石の力を除去し, ステップ状の外乱を入力した際の応答を解析した。本検討では, Fig. 2 の磁気ガイドウェイ用電磁石位置に相当する 70 番目のボディに各定常電流値に相当する復元力と減衰力を加えた。定常電流 I は 0.1 A, 0.5 A, 1.0 A, 1.5 A, 2.0 A とし, 各電流値に相当する k_{em} を Table 1 より用いた。また, 比較のため, 磁気ガイドウェイ用電磁石を設置していない未制御の場合の解析も行った。

磁気ガイドウェイ用電磁石位置における解析結果の時刻歴を Fig. 14 に示す。同図の結果は(a)未制御, (b)0.1 A, (c)0.5 A, (d)1.0 A, (e)1.5 A, (f)2.0 A とした。同図(a)の未制御の場合と比較して, 磁気ガイドウェイ用電磁石の定常電流が 0.5 A 以上の場合には未制御の場合より振動の振幅を抑制することができた。(b)の 0.1 A の場合は振幅の最大値は増加したものの, 高周波の振動は抑制することができた。また, 定常電流を 1.0 A 以上増加させても振動に変化は見られなかった。さらに, 鋼板全体の振動を評価するために解析した 116 個の全ボディの各定常電流値における z 方向変位の標準偏差を算出した。Fig. 10 における p_1 の位置から各ボディまでの距離とそのボディの標準偏差の関係を Fig. 15 に示す。なお, 距離はボディ長さ L とボディ番号 i の積で算出される。図中の破線で示した部分が磁気ガイドウェイ用電磁石の位置, 一点鎖線で示した部分が外乱用電磁石の位置に相当する。同図に示すように, 未制御の場合では鋼板の中心となる 2.9 m の位置を中心として左右対称な結果が得られ, 鋼板全体に外乱の波動が伝播した様子が確認できる。一方磁気ガイドウェイ用電磁石を設置した場合は, 0.5 A 以上定常電流を流すことで磁気ガイドウェイ電磁石を設置した 3.5 m より外乱電磁石側のボディの振動が増加し, $0 \sim 3.5$ m のボディの振動は大きく減少した。これは定常電流値を増加させたことにより磁気ガイドウェイ用電磁石の位置で変位に対する剛性が増加して固定端のような挙動を示し, 外乱の波動が磁気ガイドウェイ用電磁石で反射したためと考えられる。また, 定常電流値が 1.0 A 以上増加させた場合は最大値の減少は見られ

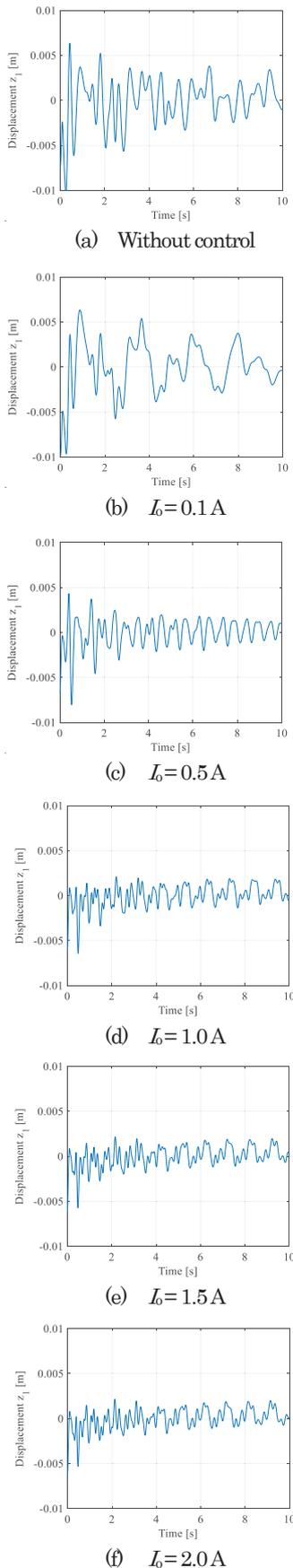


Fig. 14 Time histories of analyzed displacement z for electromagnetic unit for electromagnetic guideway ($i=70$).

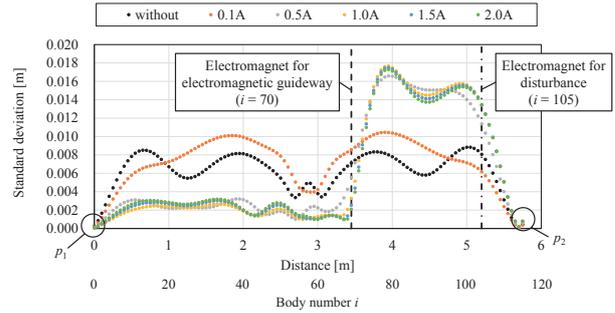


Fig. 15 Relationship between distance from p_1 and standard deviation of analyzed displacement z .

ものの、波形に大きな変化は見られなかった。これは定常電流 1.0A 以上で電磁石のコアに磁気飽和が発生しており、定常電流の増加に対してばね定常の増加が緩やかになったためと考えられる。以上の結果から磁気ガイドウェイ用電磁石を設置することにより設置位置の鋼板の振動を抑制でき、上流から伝播してくる外乱を遮断する働きを示すことが得られた。これらの傾向については実機でも同様の挙動を示すことを確認している。

5. 結言

本研究では長尺で曲げ剛性を有する連続鋼板を非接触に案内する連続鋼板を非接触に案内する磁気ガイドウェイの構築技術に関する基礎検討として、磁気ガイドウェイに用いる電磁石ユニットの制振性能について検討を行った。その結果、電磁石の中心方向に復元力が働いていることを確認することができた。また、制御用電磁石に流す定常電流を電磁石ユニットで発生する復元力の等価ばね定数も増加する傾向を得ることができた。この結果を用いて外乱が入力された際に吊り下げた連続鋼板の挙動を MBD により求めた。解析結果より定常電流を増加させると制御用電磁石が設置された位置において振動を抑制できることが分かった。また鋼板全体の振動を評価すると、定常電流を増加させると磁気ガイドウェイ用電磁石が固定端のように働き、伝播する外乱を遮断できることが分かった。以上の結果から、鋼板の振動を抑制するよう磁気ガイドウェイを構築するためには、外乱が入力される位置の磁気ガイドウェイ用電磁石は下流に外乱を伝播させないように高い定常電流値で動作させることが有効である。加えて電磁石ユニットを鋼板の弾性振動モードの腹等、定期的に振動が大きくなる部分に設置することで鋼板全体の振動を抑制できると考えられる。これらの傾向については実機による実験を行い、ハイスピードカメラ等を使用した詳細な検討により定量的な考察を進めていく予定である。

今後の展望として、走行した条件での検討や鋼板の一部が溶融した垂鉛の槽を通過する場合等、境界条件が異なる場合について検討を行い、より安定性を向上できる非接触案内の構築について検討を進めていく予定である。

謝辞 本研究は競輪の補助を受けて実施しました。また研究にあたりご協力いただいた東海大学 荒井 柊吾氏に感謝申し上げます。

References

- 1) A. Inoue, H. Fujioka, S. Morii, and M. Komori: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser. C*, **74**, 52, (2008).
- 2) R. Omura, K. Oka, and A. Harada: *Proc. Conf. Chugoku-Shikoku Branch Jpn. Soc. Mech. Eng.*, K1110, (2017).
- 3) K. Kashiwabara, Y. Osugi, Y. Oshinoya, and K. Ishibashi: *Proc. Join. Lect. Auti. Cont.*, 279, (2002).
- 4) T. Narita, Y. Oshinoya, S. Hasegawa, and H. Kasuya: *Proc. Sch. Eng. Tokai Univ., Ser. E*, **35**, 41, (2010).
- 5) M. Ogawa, M. Watanabe, and N. Kobayashi: *Jpn. Soc. Mech. Eng.*, **71**, 2163, (2005).
- 6) H. Takeuchi, T. Inoue, and K. Takagi: *Jpn. Soc. Mech. Eng.*, **84**, 17-00436, (2018).
- 7) K. Kawasaki, K. Sakaba, H. Kato, and T. Narita: *Jour. Inte. Coun. Elec. Engi.*, 181, (2017).
- 8) K. Kawasaki, T. Narita, H. Kato, and H. Moriyama: *Trans. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **1**, 82, (2017).
- 9) T. Bessho, S. Ishihara, Y. Narawa, R. Yamaguchi, T. Narita, and H. Kato: *Actuators*, **7**, (2018).
- 10) R. Nakasuga, Y. Narawa, S. Ishihara, R. Yamaguchi, T. Narita, and H. Kato: *J. Jpn. Soc. Appl. Electromagn. Mech.*, accepted, (2020).
- 11) K. Yamamoto: *Sch. Biol. Sci. Tech. Kinki Univ.*, 13, (1998).

2020年12月30日受理, 2021年2月15日再受理, 2021年3月17日採録

壁面振動を利用した超小型モビリティの騒音制御システムの開発 (超磁歪アクチュエータの性能に関する基礎的検討)

Development of Noise Control System for Ultra-compact Mobility by Plate Vibration (Fundamental Consideration on Performance of Giant Magnetostrictive Actuator)

加藤太朗^{a)}・北村拓也^{a)}・前原史弥^{a)}・中山弘也^{a)}
池田圭吾^{a)}・遠藤文人^{a)}・加藤英晃^{a)†}・成田正敬^{a)}
^{a)}東海大学, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)

T. Kato^{a)}, T. Kitamura^{a)}, F. Maehara^{a)}, H. Nakayama^{a)},
K. Ikeda^{a)}, A. Endo^{a)}, H. Kato^{a)†}, and T. Narita^{a)}

^{a)} Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname Hiratsuka-shi, Kanagawa 259-1292, Japan

One- or two- seater electric vehicles are categorized as ultra-compact mobility vehicles and, these vehicles have advanced features such as compactness, light body, and low environmental impact. However, the noise input into the vehicles mainly consists of road and wind noise from the tires and wind noise due to using an electric motor as a power source instead of a gasoline engine. To solve the interior sound problem, we focused on a giant magnetostrictive actuator (GMA) that is small and able to generate a high output, and we propose an active noise control (ANC) system using wall vibration generated by the GMA, thereby achieving a silencing effect. The GMA has mechanical properties such as shafts and springs. We consider these properties to affect the control of sound output through the surface vibration of flat surface in ultra-compact mobility vehicles. Therefore, a GMA must be designed that generate sound control by surface vibration accurately. In this paper, we created an analysis model of the GMA and considered magnetostrictive force and the frequency characteristics of the proposed GMA by electromagnetic field analysis.

Keywords: ultra-compact mobility, active noise control, surface vibration, generate sound control, giant magnetostrictive actuator, electromagnetic field analysis, finite element method

1. はじめに

観光地での新たな移動手段やコンビニエンスストアの宅配サービスに、1人から2人乗りの超小型モビリティの普及が広がってきている。この車両の特徴として車体は車幅やドレッドベースが短く小型軽量なため機動性の高い運転が可能である。またこの車両は動力源に電気モータを駆動源としているため、ロードノイズや風切り音が主な車内騒音の主な要因となり、車内の快適性に多大な影響を与えている¹⁾⁴⁾。従来の自動車では車体の壁面に固いフェルトやウレタンフォームのような防音材を全面に設置し、車内に侵入する騒音を低減している⁵⁾。しかしながら超小型モビリティは車重や全幅、全長の規制により車内騒音対策に十分な遮音材や吸音材が設置できないことが問題となっている。このため防音材のような多大なスペースを必要としない防音対策が求められており、騒音に逆位相の制御音波を発生して騒音と重畳して音圧レベルの低減を図るアクティブノイズコントロール（以下ANC）が検討されている。このシステムでは制御音波の出力による車内騒音の低減⁶⁾と車内騒音に対して2次音源による別の音によって車内騒音の最小可聴値が上昇して、騒音が聞き取りにくくなる聴覚上の現象を利用した騒音対策である⁷⁾。車内のスピーカから制御音波を出力するANCシステムは既に高級セダンなど車内スペースに余裕のある車両に搭載され、販売されているが⁸⁾、上述の車内スペースの問題から超小型モビリティでの実用に至っていない。さらに小型なANCシステムとして、圧電素子を壁面に設置し、壁面振動に

より音波を出力する例が存在するが⁹⁾¹⁰⁾、出力できる値が小さいため音圧レベルの点で課題が残る。

一方、変位が大きく応答速度の速い機能性材料として超磁歪材料が注目されている。超磁歪材料は1000 ppm以上の弾性変位があり機械的出力が大きいことが特徴である。また応答性が速く高耐久であるため、低周波から高周波まで出力が可能である¹¹⁾。そのため、超磁歪材料を用いたアクチュエータを利用した海洋音響トモグラフィの音源に関する研究¹²⁾や構造物のアクティブ制振システムに関する研究¹³⁾など様々な分野で研究が進められている。

この利点に着目し、著者らは超小型モビリティの車内騒音制御システムに超磁歪アクチュエータを使用したANCシステムを提案している。これまでにロードノイズ周波数帯域である100 Hz～500 Hzを検討対象として超小型モビリティを模擬した消音実験用箱の1面をアクリル板として超磁歪アクチュエータを設置し、箱の外部から入力されたロードノイズ周波数帯域の正弦波音波に対する消音実験を行い、約25 dBの消音効果が得られることを確認している¹⁴⁾。また実際の超小型モビリティのフロントガラスや天井部分に超磁歪アクチュエータを設置した検討を行い⁶⁾¹⁵⁾¹⁾の超磁歪アクチュエータを設置して単一周波数の騒音を最大で19 dB程度低減できた。

これらの検討では市販の超磁歪アクチュエータを使用した、消音のための制御音波を出力した際に高調波が発生しており、幅広い周波数成分を含む実際のロードノイズでは制御性能が劣化する

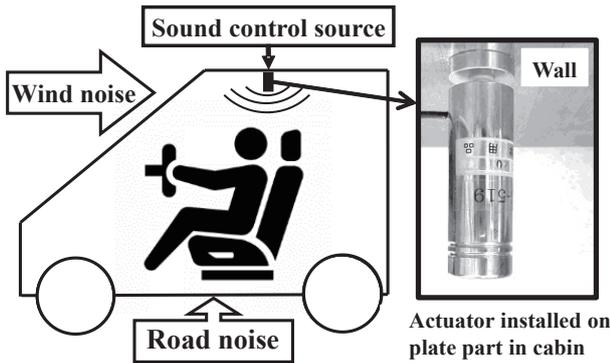


Fig. 1 ANC system for ultra-compact mobility vehicle using giant magnetostrictive actuator.

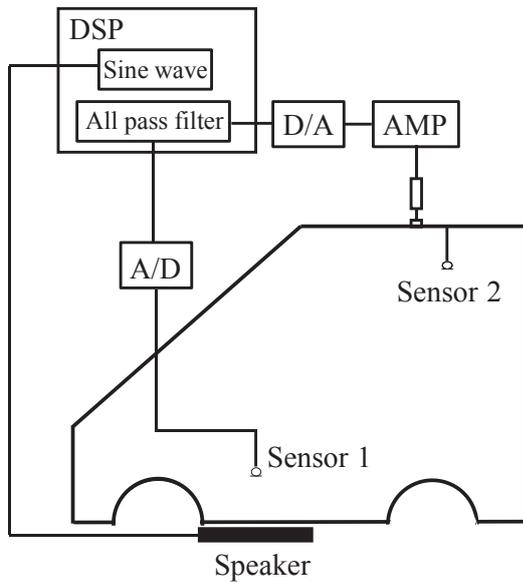


Fig. 2 Schematic of experimental apparatus for the noise reduction.

ることが考えられる。

そこで本研究では超小型モビリティに搭載可能な ANC システムのアクチュエータとなる超磁歪アクチュエータについて、有限要素法を用いて出力性能について検討を行った。検討では、超磁歪アクチュエータの解析モデルを構築し、交流磁場が加わった際の磁歪量を求めた。また制御対象としているロードノイズの周波数帯域に制御音波が正確に出力できることを解析的に検討するために印加電圧を変更したときの磁歪による発生力の変化について検討した。

2. 超磁歪アクチュエータによる壁面振動を利用したアクティブ騒音制御システム

提案する ANC システムの概略図を Fig. 1 に示す。走行によって発生する風切音やロードノイズなどの騒音に対して、天井部に設置した超磁歪アクチュエータにより 2 次音源を発生させ、乗員の耳の付近の音圧レベルの低減を図る。

著者らが超小型モビリティに搭載した ANC システムの構成を Fig. 2 に示す。車体下部にロードノイズを模した騒音を出力するためのスピーカを設置し、騒音となる音声を出力する。車体下部

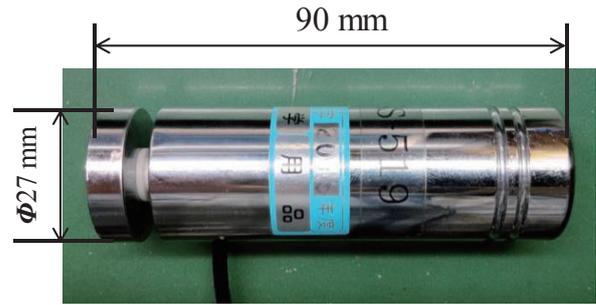
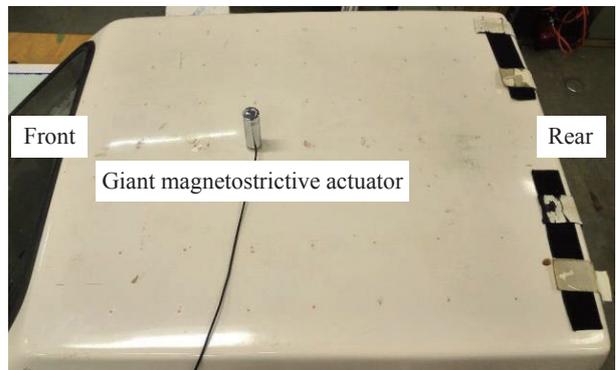


Fig. 3 Giant magnetostrictive actuator.



(a) Cowl of experimental ultra-compact vehicle.



(b) Installation of giant magnetostrictive actuator on plate part.

Fig. 4 Conditions of noise reduction experiment.

に騒音取得用センサとしてコンデンサマイクを設置し（図中 Sensor 1）、マイクが取得した騒音は A/D 変換器を介して、デジタル・シグナル・プロセッサ（DSP）に入力される。測定された騒音はオールパスフィルタによって位相補償を行い、制御信号として D/A 変換器を介して出力される。制御信号はアンプによって増幅され超磁歪アクチュエータに入力される。そして超磁歪アクチュエータが動作して天井部を加振し、制御音波を出力して制御を行う。また車内の消音効果は乗員の耳の位置にマイク（図中 Sensor 2）を設置し、車内の音圧レベルの低減を評価した。なお使用した超磁歪アクチュエータを Fig. 3、実験装置の全景を Fig. 4(a)に、超磁歪アクチュエータを設置した天井部を Fig. 4(b)に示す。

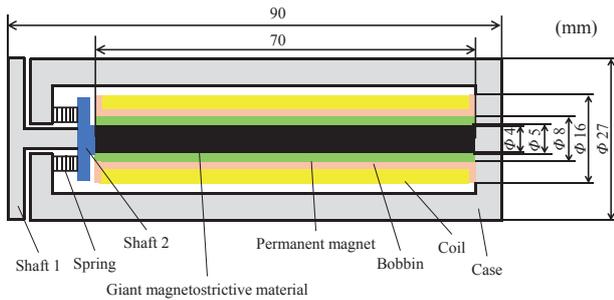


Fig. 5 Internal components of giant magnetostrictive actuator.

Table 1 Details of giant magnetostrictive actuator.

Components	Material
Shaft 1	S45C
Giant magnetostrictive material	Terfenol-D
Permanent magnet	FB5B
Bobbin	Plastic
Coil	Cu
Shaft 2	Plastic
Spring	S45C
Case	S45C

3. 交流電流の印加による超磁歪材料の磁歪量の検討

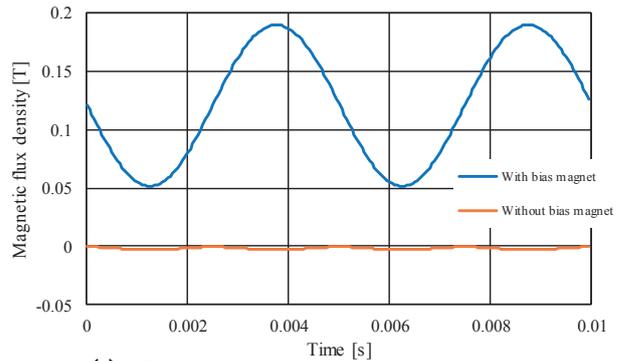
3.1 超磁歪アクチュエータの有限要素法モデル

超小型モビリティ搭載用の超磁歪アクチュエータの出力特性について有限要素法による電磁界解析により検討する。本章では基礎的な検討として Fig. 3 に示す超磁歪アクチュエータについて有限要素モデルを構築し、音波出力のための制御信号として正弦波の信号が加わった時の磁歪量について電磁界解析を行った。解析には電磁界解析ソフト JMAG Designer (JSOL 社製) を使用した。

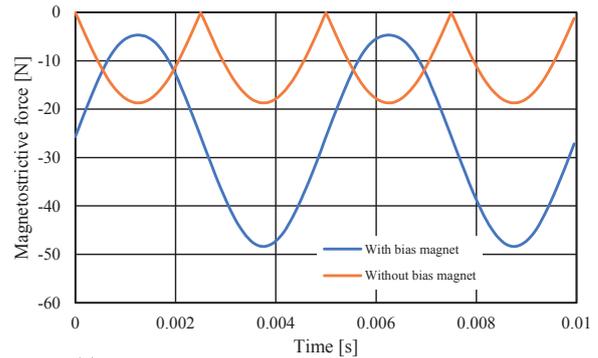
Fig. 5 に超磁歪アクチュエータの構造と各部の寸法を示す。アクチュエータの中心に柱状の超磁歪材料とその周りに永久磁石、ボビン、ソレノイドコイルを設置している。永久磁石はコイルによって発生した磁界を効率よく超磁歪材料に印加するためのバイアスマグネットである¹⁶⁾。永久磁石は磁化方向を超磁歪材料に向かうように軸方向の着磁とした。超磁歪材料と永久磁石の間には 0.5 mm の空気領域を設けている。使用するコイルの銅線径は 0.5 mm、巻き数は 201 回とし、このコイルのインダクタンスは 53.6 μH とした。コイルには交流電流源を接続し、電流を流すことにより磁界を発生させる。その磁界によって超磁歪材料が伸長し、それによってシャフトとスプリングによって壁面に振動を伝達し、制御音波を出力できる¹⁷⁾。その他のアクチュエータを構成する要素とその材質は Table 1 の通りである。また解析に用いる有限要素法モデルを Fig. 7 に示す。3次元解析を行うものとし、分割要素数を 266855、節点数を 45689 とした。なお、本モデルではスプリング部分は一律な S45C の円筒とした。

3.2 永久磁石の有無による出力特性に関する検討

本項ではアクチュエータを構成する要素を変更した際の磁歪に



(a) Time history of magnetic flux density.



(b) Time history of magnetostrictive force.

Fig. 6 Comparison with and without permanent magnets.

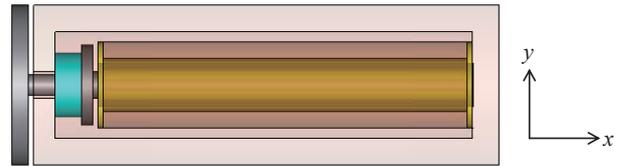


Fig. 7 Finite element model of giant magnetostrictive actuator.

よる発生力と磁束密度を電磁界解析により明らかにし、既存のアクチュエータとの性能を比較検討する。超磁歪材料が発生する磁歪による発生力は電磁界解析により算出された超磁歪材料における磁束密度から算出される磁歪と材料のヤング率、ポアソン比によりフックの法則を用いて算出している。検討では、バイアスマグネットとした永久磁石の有無による磁歪による発生力と磁束密度の比較を行う。永久磁石が無い場合は、有限要素法モデルにおいて永久磁石を絶縁体のプラスチックに変更して過渡解析を行った。

Fig. 6 に印加電流値を 1.0 A としたときのバイアスマグネットの有無の解析結果の比較を示す。同図(a)に磁束密度、(b)に磁歪による発生力の時刻歴を示す。(a)の磁束密度では永久磁石がないことで磁束密度がほとんど発生していないことが分かった。(b)では永久磁石なしの場合、磁歪による発生力は 0 から発生しているが 200 Hz の正弦波状の力が発生していないことが分かった。

3.3 電磁界解析による単一周波数の磁歪量

Fig. 7 に示す有限要素法モデルを用いて超磁歪アクチュエータの出力特性についてアクチュエータ内部の超磁歪材料の伸長による磁歪について検討する。検討ではコイルに印加する交流電流の

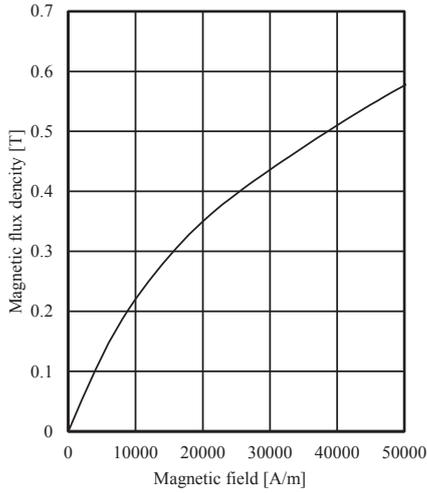


Fig. 8 B-H curve of magnetostrictive material.

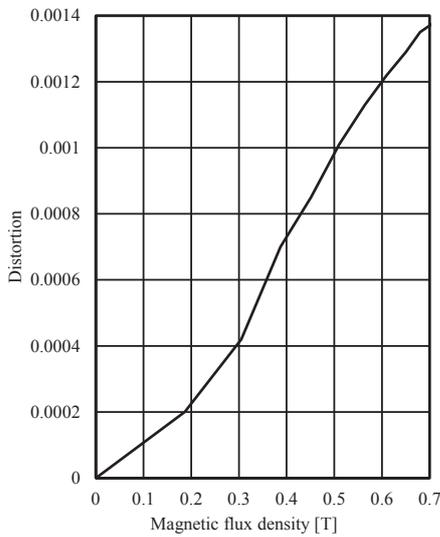


Fig. 9 Relationship between magnetic flux density and distortion.

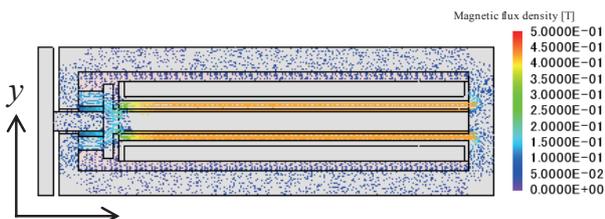
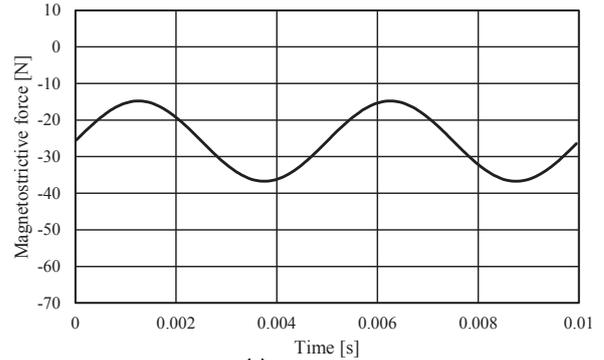


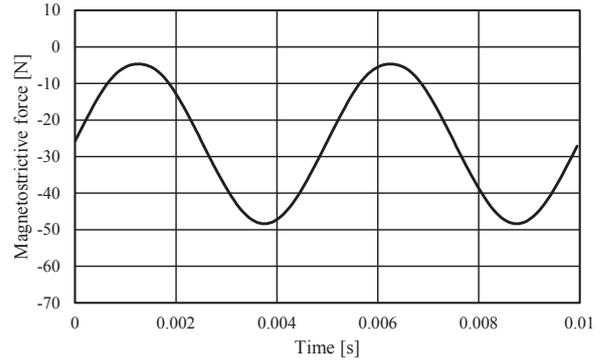
Fig. 10 Vector plot of magnetic flux density.

周波数を 200 Hz とした際の磁束密度と磁歪による発生力について検討する。なお本検討では構築した有限要素法モデルを用いた基礎検討として、交流電流源をコイルに接続し解析を行った。

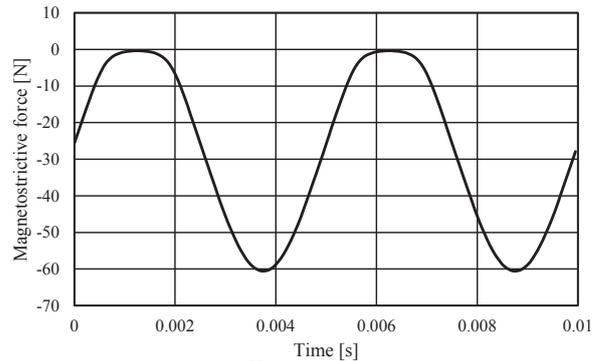
解析の条件はサンプリング周波数を 20 kHz とし電流の振幅は 0.5, 1.0, 1.5 A の 3 条件とした。なお電流値の上限を 1.5 A とした理由は実際に使用している超磁歪アクチュエータにおいて銅線の発熱を考慮したためである。本解析における超磁歪材料の材料特性は、菅原らの検討で用いられた磁界と磁束密度の値¹⁶⁾と森の研究で用いられた正磁歪材料の外部磁界に対する寸法変化¹⁸⁾の結果を使用して材料特性を決定した。超磁歪材料の B-H カーブを



(a) 0.5 A.



(b) 1.0 A.



(c) 1.5 A.

Fig. 11 Result of magnetostrictive power obtained by electromagnetic field analysis (200 Hz sine wave input).

Fig. 8 に、磁束密度と磁歪量の関係を Fig. 9 に示す。なお超磁歪材料のヤング率は 26.5 GPa とした。

磁歪による発生力の解析結果の一例として、シャフト 2 と接している面の中心における磁束密度のベクトルプロットを Fig. 10 に示す。超磁歪材料におけるシャフト 2 と接する面で発生した磁歪による発生力の時刻歴を Fig. 11 に示す。なお磁歪による発生力の値がマイナスであるが、Fig. 7 で示す通り、本解析における軸方向において x 軸方向はシャフト 1 側を原点として右方向を正とするため超磁歪材料の伸長によってシャフトが押し出される方向はマイナスとなる。このことから超磁歪材料が伸長してシャフトを駆動する磁歪による発生力を発揮していることがわかる。しかし、印加電流 1.5 A の場合では磁歪による発生力が 0 N 程度に減少した際に波形に歪みが見られた。これは磁束密度が低下した際に超

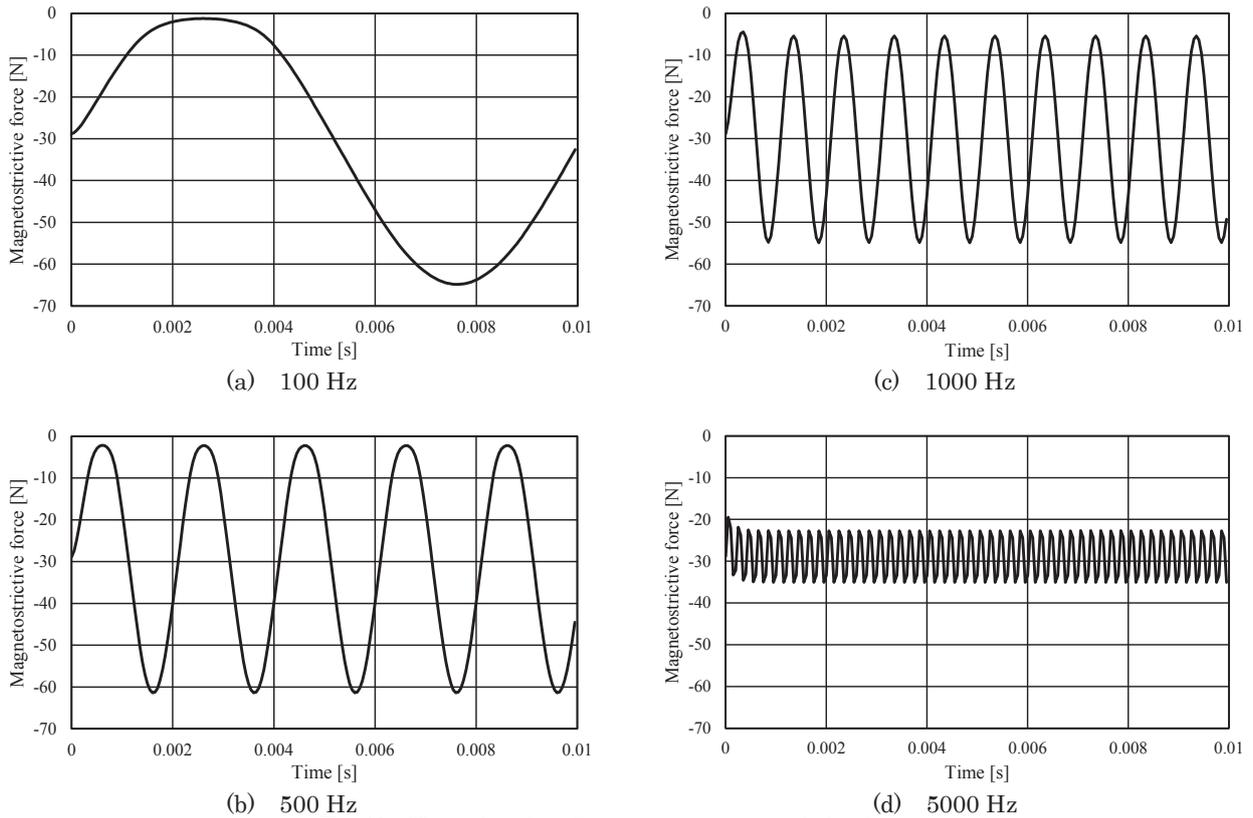


Fig. 12 Time histories of analyzed magnetostriction force.

磁歪材料の非線形な領域で動作したためと考えられる。

4. 超磁歪アクチュエータの周波数特性に関する検討

4.1 解析条件

前章では研究の第一段階として制御出力に電流源を使用し、アクチュエータのインダクタンスを考慮せずに検討を行った。実機での使用を想定する場合、電流制御型のアンプを使用することでインダクタンスによる遅れを補償することができる。しかしながら、電流制御型のアンプは発熱などによってアクチュエータのインピーダンスが増加した際は電圧を増加し、指令された電流を出力するよう動作する。増加した電圧によりさらなるアクチュエータの温度上昇を招き、アクチュエータを破損する恐れがある。このため提案するシステムでは電圧制御型のアンプを使用する予定である。電圧制御型のアンプはインダクタンスの影響を受けるため、周波数特性について検討を行う。解析条件はコイルに交流電圧源を接続し、印加する電圧を 100 Hz から 10000 Hz まで変化させた。また印加電圧は 3 V とし、その他の解析条件は前章の電磁界解析で用いた有限要素法モデルと同様とした。

4.2 解析結果

得られた磁歪による発生力の時刻歴を Fig. 12 に示す。同図(a)は 100 Hz、(b)は 500 Hz、(c)は 1000 Hz、(d)は 5000 Hz の結果である。周波数の増加に伴い、振幅が減少していく傾向が確認できた。同図の(a)のように 100 Hz では磁歪による発生力が 3 N 以上になった際に、波形に歪が見られた。本研究では残留磁束密度 0.42 T の FB5B を使用して検討を行ったが、より残留磁束密度の高い永久磁石を用いることで改善すると考えられる。

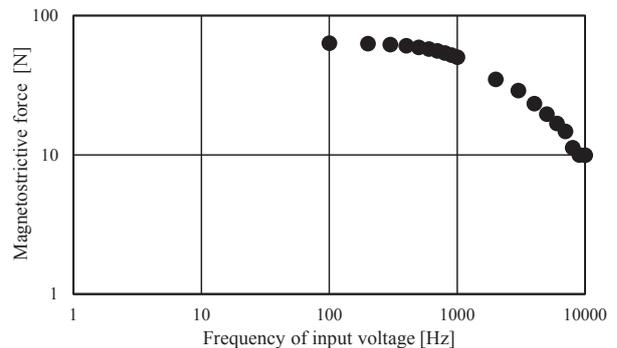


Fig. 13 Magnetostrictive force of each frequency.

各周波数における磁歪による発生力の両振幅値を Fig. 13 に示す。永久磁石を用いることで 100 Hz～500 Hz までは磁歪による発生力の振幅は約 60 N とほぼ一定であるのに対し、1000 Hz 以上では振幅が減少し、10000 Hz で約 9 N まで減少した。

しかしながら本システムで提案する ANC システムは 100 Hz～500 Hz のロードノイズを対象としており、今回検討したモデルは ANC システムのアクチュエータとして十分な性能を持っていることが得られた。

5. まとめ

本報告では超小型モビリティの車内騒音対策として超磁歪アクチュエータによる壁面振動を利用したアクティブ騒音制御システムの構築に向けて有限要素法による電磁界解析から検討を行った。コイルに印加する交流電流の周波数を単一周波数とした際のバースマグネットの有無や電流振幅が出力に与える影響について

検討を行った。検討の結果、バイアスマグネットの設置によって指令電流と同一の波形を出力でき、アクチュエータの動作を確認した。また電流振幅値に関する検討から、制御出力を歪ませずに出力できる電流を得ることができた。

さらに実機を想定した電圧源を用いた検討ではアクチュエータの周波数特性を得、検討したモデルがロードノイズに対するANCシステムのアクチュエータとして有効であることを示した。

一方で、超磁歪アクチュエータの設計も個々の要素の固有振動数が出力特性に影響があると考えられるため、今後はアクチュエータの大きさや重量、形状や構成要素の変更やより透磁率の高い材質に変更しての検討を考えている。また、新たな超磁歪アクチュエータは既存のアクチュエータの磁歪による発生力や磁束密度よりも高い値を目標とするが、電磁界解析と構造解析を連成させ超磁歪アクチュエータの設置位置やより効率よく音波を出力できる壁面の検討も行うことにより、アクチュエータの駆動に必要なエネルギーを減らして大きな音圧レベルの音が出力できると考えている。

謝辞 本研究は競輪の補助を受けて実施しました。

References

- 1) The ministry of land, infrastructure, transport and tourism: *Profits on ultra-compact mobility lead to investigation utilizing experiments*, 63, (2011) (in Japanese).
- 2) N. Yukawa: *Trans. Jpn. Mech. Eng.*, **112**, 426, (2009) (in Japanese).

- 3) J. Namaizawa, O. Ishiyama, and O. Yamada: *Proc. Jt. Symp. Jpn. Soc. Mech. Eng. Acoust. Soc. Jpn.*, **1**, 143 (2001) (in Japanese).
- 4) K. Yamaguchi: *J. Acoust. Soc.*, **73**, 21 (2017) (in Japanese).
- 5) Y. Kurosawa, T. Yamaguchi, and M. Sasajima: *Trans. Soc. Automotive Eng. Jpn.*, **44**, 1233 (2013) (in Japanese).
- 6) T. Kato, R. Suzuki, R. Miyao, H. Kato, and T. Narita: *Actuators*, **7**, 49 (2018).
- 7) R. Suzuki, R. Miyao, T. Kato, H. Kato, and T. Narita: *Proc. Tokai Univ, Ser. E*, **44**, 21 (2017).
- 8) S. Sano, M. Suzuki, and M. Asaoka: *J. Acoust. Soc.*, **49**, 735 (1993) (in Japanese).
- 9) R. Fukuda and N. Tanaka: *Trans. Jpn. Mech. Eng.*, **81**, 1 (2016) (in Japanese).
- 10) A. Sanada, T. Higashiyama, and N. Tanaka: *Trans. Jpn. Mech. Eng.*, **80**, 1 (2014) (in Japanese).
- 11) Y. Matsui: *Trans. Jpn. Mech. Eng.*, **111**, 40 (2008) (in Japanese).
- 12) H. Wakiwaka: *J. Jpn. Soc. Appl. Electromagn. Mech.*, **24**, 81 (2016) (in Japanese).
- 13) T. Fujita, H. Nonaka, C.S. Yang, H. Kondo, Y. Mori, and Y. Amasaka: *Trans. Jpn. Mech. Eng.*, **64**, 82 (1998) (in Japanese).
- 14) T. Kato, R. Suzuki, T. Narita, H. Kato, and Y. Yamamoto: *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, **25**, 153 (2016).
- 15) K. Ishizuka, T. Kato, H. Kato, T. Narita, A. Kojima, and H. Moriyama: *Trans. Jpn. Mech. Eng.*, **25**, 88 (2017) (in Japanese).
- 16) M. Sugawara and M. Arai: *Trans. Jpn. Soc. Comp. Eng. Sci.*, **7**, 2, 11-080317 (2008) (in Japanese).
- 17) T. Kobayashi and I. Sakai: *J. Jpn. Soc. Prec. Eng.*, **60**, 1695 (1994) (in Japanese).
- 18) T. Mori: *J. Robot. Soc. Jpn.*, **15**, 334 (1997) (in Japanese).

2020年12月31日受理, 2021年2月11日再受理, 2021年3月1日採録

分割モデルを用いたリッツ線における損失発生メカニズムの解析

Loss Analysis Using Split Models of Litz Wire

朝雛えみり^{a)†}・上田祐資^{a)}・永井歩美^{b)}・石飛 学^{a)}

^{a)}奈良工業高等専門学校, 奈良県大和郡山市矢田町 22 (〒639-1080)

^{b)}東北大学大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-0845)

E. Asahina^{a)†}, Y. Ueda^{a)}, A. Nagai^{b)} and M. Ishitobi^{a)}

^{a)} National Institute of Technology, Nara College, 22 Yata, Yamatokoriyama, Nara 639-1080, Japan

^{b)} Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., 6-6-11, Aramaki-Aoba, Aoba, Sendai, Miyagi, 980-8579, Japan

Litz wire is used to reduce copper loss in high frequency applications. However, it has been confirmed that the loss increases compared with a single wire unless an appropriate Litz wire is selected, and therefore Litz wire cannot be used easily. Loss prediction is necessary to select an appropriate Litz wire, and methods have been reported or solving the Bessel function to make mathematical predictions and methods of making a database from finite element analysis and experiments. Both are effective methods, however complicated modeling or correct reproduction of the usage environment are necessary, and therefore the designer is required to have experience and academic knowledge. The purpose of this study is to enable field engineers to intuitively understand the loss generation mechanism and then handle Litz wire. Therefore, the basic elements of Litz wire were extracted and analyzed with a greatly simplified cylindrical coordinate model to clarify the relationship between the inductive current that causes loss and the wire structure.

Key words: Litz wire, proximity effect, skin effect, copper loss, eddy current

1. はじめに

家電民生機器, 産業機器や自動車等の運輸機器は, 要求される電力を供給・制御するスイッチング電源を内包しており, その中で高周波インダクタやトランスといった磁気デバイスが重要な役割を担っている¹⁾. 磁気デバイスには巻線が必須で, 電力伝送効率, 放熱設計, 信頼性や小型・軽量化の観点から限りなく低損失であることが望まれ, 数 10kHz~数 100kHz の周波数帯においてリッツ線が多用されている²⁾³⁾. コストより性能が要求される場合, カーボンナノチューブ線, 磁性めっきリッツ線⁴⁾⁵⁾や超伝導線の採用も考えられるが, 特殊用途に限られる. また, 超伝導線の低周波応用も検討されているが⁶⁾, 超伝導状態は高周波で維持できないことが知られている.

リッツ線は, 表皮・近接効果による電流の偏りを抑制するため, 導線を細分化して 1 本 1 本絶縁し, それを撚り合わせた構造をもつ. しかしながら, 使用条件に合った適切なものを選択しないと単線以上に発熱することが知られており⁷⁾, 注意が必要である. 信州大学の水野ら, 岡山大学の川原ら他数件の報告において, この原因は複線の近接効果にあり, 損失が最大となる素線数があることも述べられている⁷⁾⁸⁾⁹⁾. これらの報告は, 実験的検証の上, ベッセル関数を用いて微分方程式を解き, また複素透磁率を導入することで数式的に損失を導いている. 一方, Fraunhofer Institute for Integrated Systems and Device Technology の Roßkopf らをはじめとする数件の報告では, 有限要素法を用いた電磁場解析により, 同様の傾向を導出している¹⁰⁾¹¹⁾. つまり, 適切なリッツ線は損失予測を通して選択することができ, 複雑な式を解くか, 有限要素解析や実験を基に作成されたデータベースが必要となる. どの方法も有効

な手段であるが, 複雑なモデリングや使用環境の正確な再現が必要で, 経験や理論的知識が設計者に要求される. さらに有限要素解析では, リッツ線の複雑な構造上, 正確な結果を得るのに膨大な計算時間を要してしまう¹¹⁾. 現場のエンジニアには, 直観的に現象を把握し, 設計やトラブル対処を行うことが求められる. リッツ線を扱う際も同様で, 多くの行程を含んだ解析や計算を行わず, また得られた結果が正しいのか難しい判断を要しない方法, 考え方がないと好ましい.

そこで本研究では, 直観的にリッツ線内部の現象が把握できる解析モデルを用意し, 線の構造に関する損失発生メカニズムの解明を試みている.

2. リッツ線の損失特性

リッツ線を近似した解析モデルを Fig.1 に示す. リッツ線が十分に撚られている場合, 各素線内部で電流の偏りがあっても, それぞれの断面における平均電流値は等しくなる. リッツ線の中心軸に対して対称となる磁場が発生するため, 断面全体の電流密度分布も軸対称となる. この解析では, 外部から 1A, 1MHz の正弦波電流を供給し (以降, 外部電流とする), これを素線数で均等に割って各素線に流

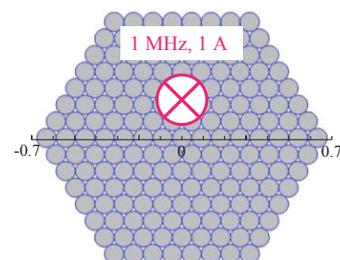


Fig.1 Analysis model of Litz wire.

している. リッツ線全体の断面積を 1.43 mm^2 と定め, 素線径の増減 ($0.07\sim 1.35\text{ mm}$) に伴って素線数を可変させている. なお, 素線間の最小絶縁距離として $0.1\mu\text{m}$ 設けている. 以降の解析は全て COMSOL 社製の COMSOL Multiphysics® (ver.5.6) を用いており, 無限長導体として定義の上, 2次元解析を行っている.

Fig.1における素線径(素線数)を変化させたときの損失特性を Fig.2に, Fig.1の中心部における横軸上の電流密度分布を Fig.3に示す. 以降, 紙面, 奥向きの電流を正とし, 外部電流が 0 A かつ傾き正の電流密度分布を示している. Fig.2より, 素線径が 0.19 mm のとき損失が最大になっている. また Fig.3を見ると, 電流密度が 0.7 A/mm^2 (平均電流密度) を中心に波打っており, 素線径が 0.19 mm および 0.45 mm のとき, 同じ素線内を逆向きに流れる電流が確認できる. 素線径 0.19 mm のとき, 一素線に 142 mA しか流れていないにもかかわらず, 正方向に 4.8 A/mm^2 , 負方向に -3.2 A/mm^2 電流が流れている. このような導線内を交互に流れる電流は高周波空心インダクタの研究においても確認されており¹²⁾¹³⁾, 損失の原因がこの電流にあることは容易に想像できる. つまり, この交互に流れる電流の発生メカニズムおよび傾向を把握することができれば, 損失の予想が可能となる.

3. 損失解析モデルの提案

Fig.4にリッツ線の模式図とその解析モデルを示す. 前述のように, 十分に撚られたリッツ線では, 各素線の平均電流が等しく, 電流と磁束の分布がリッツ線の中心軸に対して対称となる. Fig.4(c)の解析モデルは, リッツ線を円筒座標上におき, r 方向と θ 方向に導線を分割することで, 各素線を近似している. このモデルの分割方向および分割数を可変させることで, 各素線径および素線数の変化を表現している.

Table 1に, 可変パラメータで分けた解析対象モデルを示す. Model A~Cを用いて θ 方向の絶縁分割構造が損失の発生に与える影響を, Model D~Fを用いて r 方向の絶縁分割構造が損失の発生に与える影響を解析している. 損失の発生には, 近接効果によって発生する誘導電流の影響が大きいと考えられるため, 着目部から外部電流取り除いて誘導電流の影響を明確にした Model A, Dおよび Model B, Eを用意した. 前者は中心部の円筒導体へのみ, 後者は外側円筒導体へのみ外部電流を供給している. また, Model C, Fでは実際に近い状態を観察するため, 全体に外部電流を供給している.

4. θ 方向分割モデルによる解析

4.1 θ 方向分割モデル

Fig.5に Model A~Cの解析モデルを示す. ここで, 3モデルともに外径 0.6 mm , 導体間の絶縁距離を 1 nm とし, 分割数を $0\sim 10$ に可変させている. また, Model A, Bの外環導体における内径を 0.4 mm , 中心導体の半径を 0.3 mm とし, Model Aは中心導体に, Model Bは外側円筒導体に, Model Cは全体に外部電流

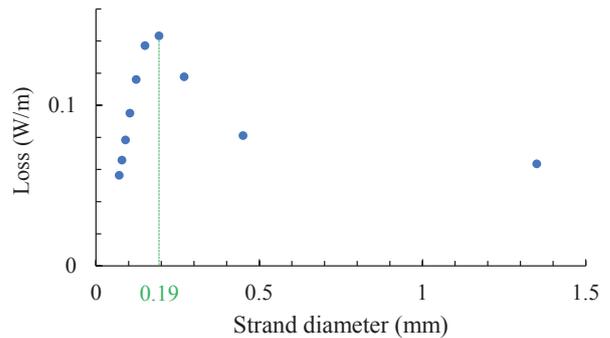


Fig.2 Loss characteristic of Litz wire.

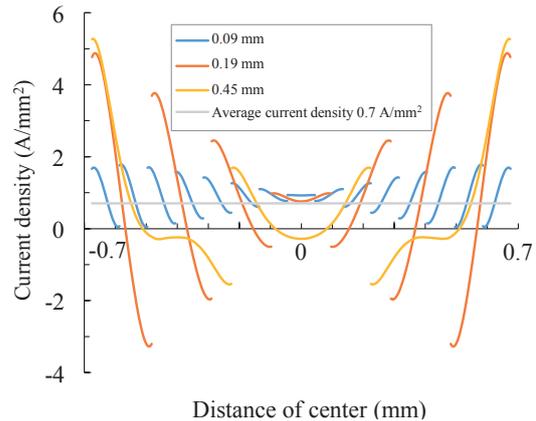


Fig.3 Current density distribution of Litz wire.

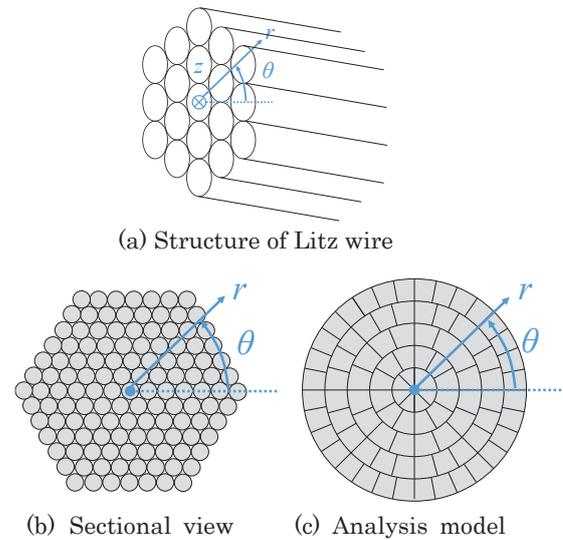


Fig.4 Analysis model of Litz wire.

Table 1 Analysis models.

	Model A	Model B	Model C
θ direction			
r direction			

を与えている。以降の解析において、Fig.1 同様、外部電流を 1A, 1MHz とし、分割された各導体部の面積の割合でこの 1A を配分して供給している。

4.2 Model A, B, C における特性

Model A~C における損失特性を Fig.6 に示す。Fig.6 より、3 モデルとも θ 方向の分割数に依存しない損失の傾向が確認できる。次に各モデルにおける磁束密度分布を Fig.7~9 に示す。Fig.9 より磁束の表皮効果が確認でき、また磁束密度分布も分割数に依存しないことがわかる。(1)式に磁束密度 $B(r, \theta, t)$ と誘導電流密度 $j(r, \theta, t)$ の関係つまりアンペールの法則(微分形)を示す。ここで、無限長導線として解析しているため、変位電流の影響はない。

$$\text{rot} B(r, \theta, t) = \mu j(r, \theta, t) \quad \dots\dots(1)$$

(1)式より、磁束密度分布が同じ空間において電流密度分布も同じになることがわかる。つまり、 θ 方向の分割数によって損失が変わらないことを示している。

5. r 方向の分割モデルによる解析

5.1 r 方向分割モデル

Fig.10 に Model D~F の解析モデルを示す。ここで、3 モデルともに外径 0.6mm, 導体間の絶縁距離を 1nm とし、Model D, E の分割数を 1~10 (厚さ 0.015mm~0.3mm), Model F の分割数を 1~20 (厚さ 0.03mm~0.6mm) に可変させている。DC 抵抗を一定にするため導体断面積を固定し、分割数の増減に伴って導体の厚さを変化させている。また、Model D の外側円筒導体群における内径を 0.4mm, 中心導体の半径を 0.3mm とし、Model E の外側円筒導体における内径を 0.4mm (厚さ 0.2mm), 内部導体群の外径を 0.3mm としている。Model D は中心導体に、Model E は外側円筒導体に、Model F は全体に外部電流を与えている。

5.2 Model D, E における特性

Model D, E における損失特性を Fig.11 に、分割数を 1, 10, 20 としたときの電流密度分布を Fig.12 と Fig.13 に示す。Fig.11 より、損失は r 方向の分割数に依存しないことがわかる。また Fig.12 と Fig.13 からも分割数による差がほとんど見られない。つまり、分割した導体間の絶縁距離が十分に短い場合、磁束密度分布が同様となる。したがって、分割した導体群を一つの導体(分割数 1 の状態)として近似することができる。Model D, E における分割数 1 の状態は、Model A, B における分割数 1 の状態と等しい。したがって、Model D, E の磁束密度分布は Fig.7(a) と Fig.8(a) で表される。Fig.7(a) と Fig.12, Fig.8(a) と Fig.13 の関係は(1)式を満たしており、磁束密度の偏りと電流密度の大きさが対応している。また外部電流と逆向きの誘導電流が確認できる。

Model D において、Fig.14 に示す半径 r の閉ループをとると、アンペールの法則(積分形)より(2)式が導かれる。ここで、閉ループ上の磁束密度を $B(r, t)$, 導体中の透磁率を μ , 閉ループ内の総電流を $i(r, t)$ (中心導体に与えた外部電流 1A と閉ループ内の誘導電流の和)としている。3章の解析結果から、(2)式が θ に依存

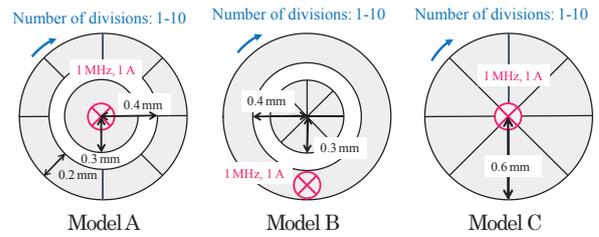


Fig.5 Analysis models (Model A - C).

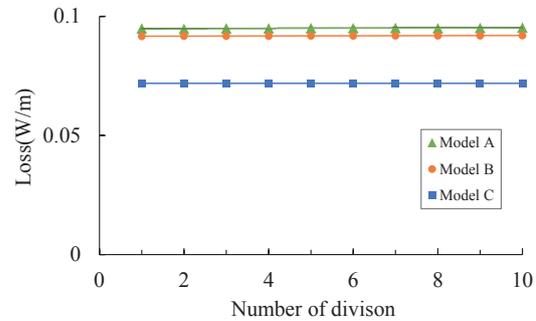


Fig.6 Loss characteristics of Model A - C.

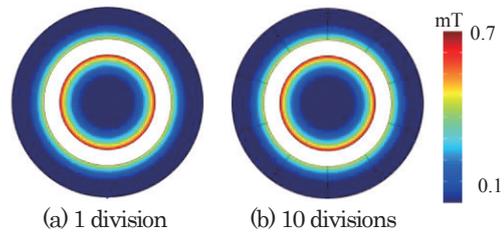


Fig.7 Magnetic flux density on Model A.

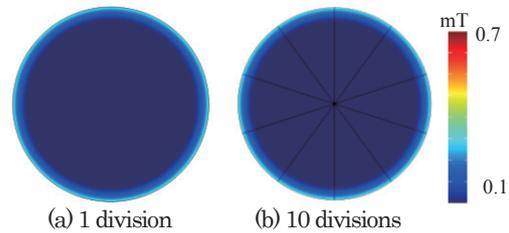


Fig.8 Magnetic flux density on Model B.

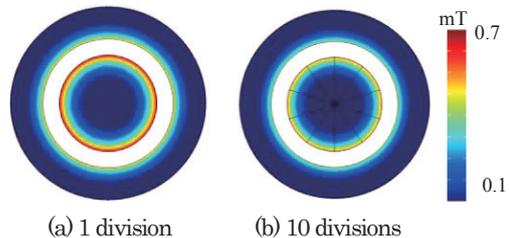


Fig.9 Magnetic flux density on Model C.

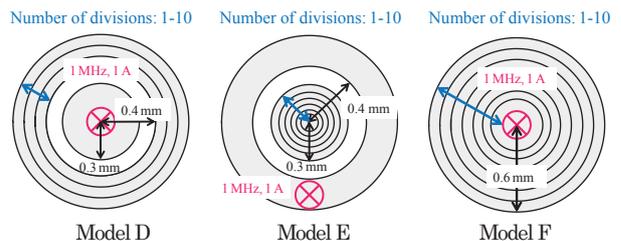


Fig.10 Analysis models (Model D - F).

しないことはすでにわかっている。

$$i(r, t) = \frac{2\pi r}{\mu} B(r, t) \quad \dots\dots(2)$$

レンツの法則より磁束密度 $B(r, t)$ は変化を嫌い、トランス 1 次・2 次電流の関係と同様に、 $i(r, t)$ 中の外部電流が上昇すると閉ループ内の誘導電流は減少する。0 A スタートのため (外部電流 0 A)、誘導電流が負の値を示すことがわかる。この外部電流と逆向きの誘導電流が、リッツ線における交互電流の要因となっている。

5.3 Model F における特性

Model F における損失特性を Fig.15 に示す。Fig.15 より、各円筒導体の厚さが 0.15 mm のとき、損失のピークが確認できる。また 1 MHz における表皮深さ δ が 0.066 mm であることから、損失の最大点が 2δ 付近にあるといえる。各円筒導体の厚さが 0.03 mm, 0.06 mm, 0.15 mm, 0.2 mm, 0.3 mm のときの電流密度分布を Fig.16 に示す。Fig.16 から、どの電流密度も 1.13 A/mm² (平均電流密度) を中心に波打っており、厚さが 0.12 mm 以上のとき、同一導体内であるにもかかわらず正負両方向の電流が確認できる。これは Fig.2 に示したリッツ線中の電流と同様である。この交互に

流れる電流が損失の主な原因であると考えられる。Model F 中 (円筒導体の厚さ 0.2 mm のとき) の円筒導体を 1 本抽出し、誘導電流の影響をなくしたときの電流密度分布を Fig.17 に示す。Fig.17 より表皮効果が確認でき、円筒導体の外半径付近で電流密度が最大となっている。なお、電流密度の集中箇所つまり表皮深さが導体の厚さに依存しないことは周知の事実である。

5.4 交互電流の原因

Model F において各円筒導体の厚さを 0.2 mm とした場合のモデルを Fig.18 に示す。Fig.18 のモデルにおける電流密度分布を Fig.19(a) に示す。また、円筒導体 Y に着目し、導体 Y に供給する外部電流と、導体 X および Z による誘導電流を分離させて表現したものを Fig.19(b) に示す。Fig.19(a), (b) より、円筒導体 Y に流れる電流が外部電流と誘導電流の重ね合わせで表現できることがわかる。導体 Y の厚さと導体 X および Z による誘導電流の関係を Fig.20 に示す。Fig.20 のように、導体 Y が薄くなると導体 X および Z による誘導電流の干渉が大きくなり、導体 Y における電流密度が増加する。損失は電流の二乗に比例するため、電流密度が集中すると損失の増加も顕著となる。導体 Y の厚さが δ 以下になると

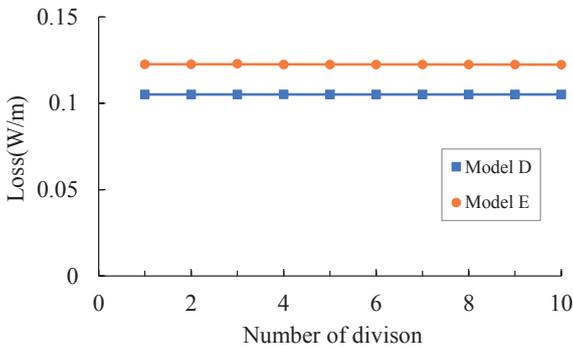


Fig.11 Loss characteristics of Model D, E.

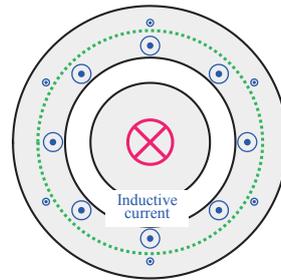


Fig.14 Closed loop of Model D.

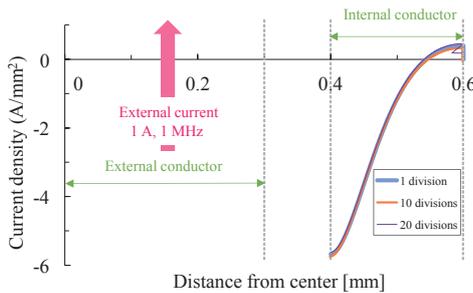


Fig.12 Current density distribution on Model D.

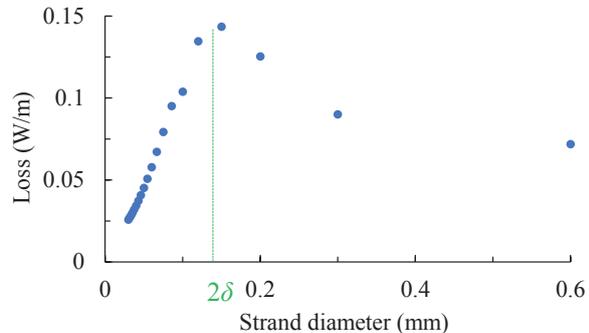


Fig.15 Loss characteristic of Model F.

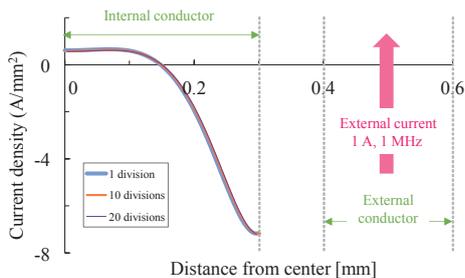


Fig.13 Current density distribution on Model E.

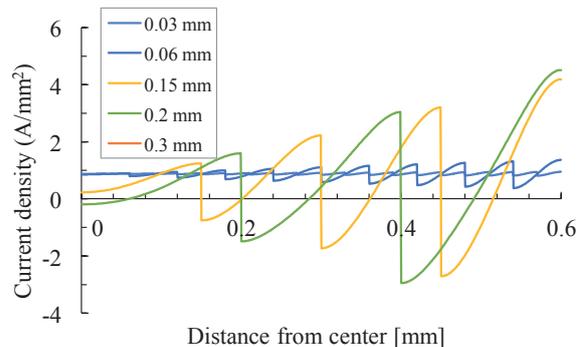


Fig.16 Current density distribution on Model F.

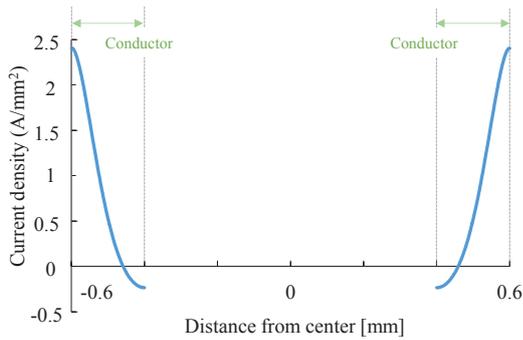


Fig.17 Current density distribution in single conductor.

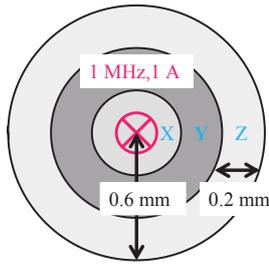
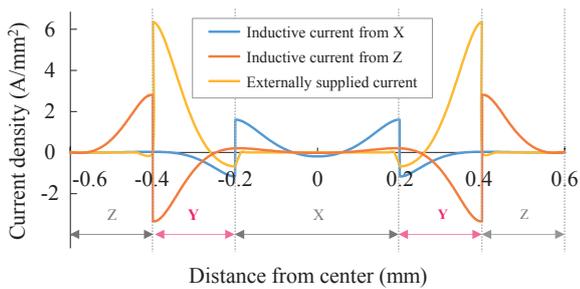
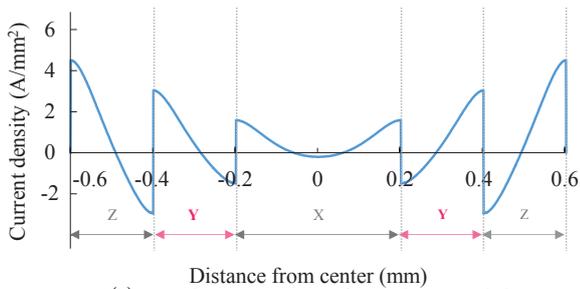


Fig.18 3-splits model of Model F.



(a) Externally supplied current and inductive current.



(b) Rippling current of 3-splits model

Fig.19 Current density distribution of 3-splits model.

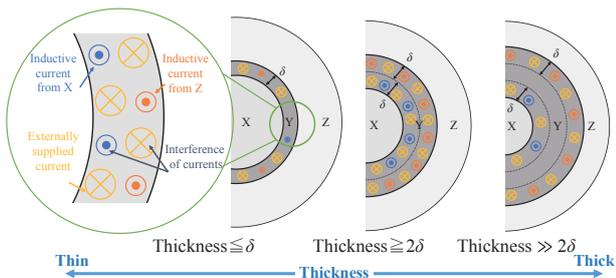


Fig.20 Conductor thickness and current distribution.

打ち消す誘導電流が増し、 2δ 付近で打ち消しが小さくなる。したがって、導体が薄く電流の分布に起伏がないほど、損失の抑制が可能であるといえる。

6. まとめ

本研究では、適切に使用および選択する際、損失予測が必要となるリッツ線を取り上げ、素線内の電流密度分布および損失発生メカニズムの検討を行った。特に直観的な現象理解を行うため、円筒座標のシンプルな解析モデルを提案し、損失増大の鍵となる単一線内の交互電流について、その発生原理を明らかにした。この電流は、素線径を小さくするほど干渉し合って減少し、特に表皮深さより小さいときその効果大きい。

今後、試作実験による検証を行う予定である。また、本論文ではリッツ線の単線がもつ特性に着目したが、巻いたときに現れる性質について平行で検討を進めており、近々報告予定である。今回の結果が、リッツ線の枠を越え、より高性能を実現する高周波電力用導線のヒントになれば幸いである。

References

- 1) S. Ehrlich, C. Joffe, H. Thielke, M. Leinfelder and M. März :Proc.2019 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC) , pp.1237-1244, Anaheim, CA, USA (2019).
- 2) C. R. Sullivan and R. Y. Zhang : Proc.2014 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC) pp. 2667-267, Fort Worth, Texas (2014).
- 3) A. Rahimi-Kian, A. Keyhani and J. M. Powell : Proc.IAS '97. Conference Record of the 1997 IEEE Industry Applications Conference Thirty-Second IAS Annual Meeting, New Orleans, pp.1414-1420 **2**, LA, USA (1997).
- 4) T. Mizuno, K. Matsushita, K. Iida, A. Kamiya, D. Yamamoto : *Journal of the Japan Society of Applied Electromagnetics* **17(2)**, pp.342-347 (2009).
- 5) T. Mizuno, T. Suzuki, T. Asahina, M. Noda, S. Enoki, H. Shinagawa, S. Uehara, H. Kitazawa : *The transactions of the Institute of Electrical Engineers of Japan*, **127**, no.10, pp.611-620 (2007).
- 6) R. Inoue, D. Miyagi, M. Tsuda and H. Matsuki : *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **27**, no.1, pp.1-6 (2017).
- 7) T. Mizuno, A. Kamiya, Y. Shimura, K. Iida, D. Yamamoto, N. Miyao, H. Sasadaira : *Journal of the Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics*, **18**, no.3, pp.300-305 (2010).
- 8) B. A. Reese and C. R. Sullivan : Proc.2017 IEEE 18th Workshop on Control and Modeling for Power Electronics (COMPEL), pp.1-8, Stanford, CA (2017).
- 9) S. Kawahara, K. Umetani and E. Hiraki : Proc.2020 23rd International Conference on Electrical Machines and Systems (ICEMS), pp.1541-1546, Japan (2020).
- 10) A. Roßkopf, E. Bär and C. Joffe : *IEEE Trans. Power Electronics*, **29**, no.10, pp.5454-5461 (2014).
- 11) S. Ehrlich, H. Rossmannith, M. Sauer, C. Joffe and M. März : *IEEE Trans. Power Electronics*, **36**, no.2, pp.2018-2032 (2021).
- 12) K. Umano, K. Matsuta, M. Ishitobi : Proc. Technical Committee on Semiconductor Power Converter IEEJ Industry Applications Society, SPC, MD-42-54, pp.63-68, Japan (2020).
- 13) K. Matsuta, A. Nagai, M. Nakahama, K. Maeda, M. Ishitobi : *IEEJ Trans. IA*, **139**, no.4, pp.409-415 (2019).

2021年1月8日受理, 2021年2月2日再受理, 2021年2月26日採録

Editorial Committee Members • Paper Committee Members

T. Ono and T. Kato (Chairperson), K. Koike, T. Taniyama and K. Kobayashi (Secretary)					
H. Goto	T. Hasegawa	S. Isogami	K. Kamata	H. Kikuchi	T. Kimura
T. Kouda	S. Kokado	Y. Kota	T. Kubota	T. Maki	T. Morita
S. Muroga	T. Nagahama	H. Nakayama	M. Naoe	T. Narita	D. Oyama
J. Ozeki	N. Pham	T. Sasayama	T. Sato	K. Sekiguchi	T. Shima
Y. Shiratsuchi	T. Takura	K. Tham	S. Yamada	T. Yamamoto	K. Yamazaki
N. Adachi	K. Bessho	M. Doi	T. Doi	K. Hioki	S. Honda
N. Inaba	S. Inui	K. Ito	Y. Kanai	H. Kato	K. Kato
Y. Kamihara	A. Kuwahata	K. Masuda	Y. Nakamura	K. Nishijima	T. Nozaki
M. Ohtake	T. Sato	S. Seino	T. Suetsuna	K. Tajima	I. Tagawa
M. Takezawa	T. Tanaka	M. Tsunoda	N. Wakiya	S. Yabukami	S. Yoshimura

Notice for Photocopying

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

〈All users except those in USA〉

Japan Academic Association for Copyright Clearance, Inc. (JAACC)

6-41 Akasaka 9-chome, Minato-ku, Tokyo 107-0052 Japan

Phone 81-3-3475-5618 FAX 81-3-3475-5619 E-mail: info@jaacc.jp

〈Users in USA〉

Copyright Clearance Center, Inc.

222 Rosewood Drive, Danvers, MA01923 USA

Phone 1-978-750-8400 FAX 1-978-646-8600

編集委員・論文委員

小野輝男 (理事)	加藤剛志 (理事)	小池邦博 (幹事)	谷山智康 (幹事)	小林宏一郎 (幹事)					
磯上慎二	小瀬木淳一	小山大介	鎌田清孝	菊池弘昭	木村崇	窪田崇秀	神田哲典	古門聡士	
小田洋平	後藤博樹	笹山瑛由	佐藤岳	嶋敏之	白土優	関口康爾	田倉哲也		
THAM KIMKONG		直江正幸	中山英俊	長浜太郎	成田正敬	長谷川崇	PHAM NAMHAI		
榎智仁	室賀翔	森田孝	山崎慶太	山田晋也	山本崇史				
安達信泰	伊藤啓太	乾成里	稲葉信幸	大竹充	加藤宏朗	加藤和夫	金井靖	神原陽一	
桑波田晃弘	佐藤拓	末綱倫浩	清野智史	田河育也	竹澤昌晃	田島克文	田中哲郎	角田匡清	
土井達也	土井正晶	仲村泰明	西島健一	野崎友大	日置恵子	別所和宏	本多周太	増田啓介	
藪上信	吉村哲	脇谷尚樹							

複写をされる方へ

当学会は下記協会に複写複製および転載複製に係る権利委託をしています。当該利用をご希望の方は、学術著作権協会 (<https://www.jaacc.org/>) が提供している複製利用許諾システムもしくは転載許諾システムを通じて申請ください。ただし、本誌掲載記事の執筆者が転載利用の申請をされる場合には、当学会に直接お問い合わせください。当学会に直接ご申請いただくことで無償で転載利用いただくことが可能です。

権利委託先：一般社団法人学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル

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

本誌掲載記事の無断転載を禁じます。

日本磁気学会論文特集号

Vol. 5 No. 1 (通巻第9号) 2021年5月1日発行

Vol. 5 No. 1 Published May 1, 2021

by the Magnetism Society of Japan

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

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

Printed by JP Corporation Co., Ltd.

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

Advertising agency: Kagaku Gijutsu-sha

発行：(公社)日本磁気学会 101-0062 東京都千代田区神田駿河台 1-8-11 東京YWCA会館 207 号室
 製作：ジェイピーシー 144-0054 東京都大田区新蒲田 2-4-3 スポーツプラザビル401 Tel. (03) 6715-7915
 広告取扱い：科学技術社 111-0052 東京都台東区柳橋 2-10-8 武田ビル4F Tel. (03) 5809-1132

Copyright © 2021 by the Magnetism Society of Japan