

磁界共鳴を用いたワイヤレス電力伝送における 円筒金属の発熱の理論化に向けた基礎検討

学生員 南 綾佳 正員 居村 岳広 フェロー 堀 洋一 (東京理科大学)
会員 仙田 泰三 (株式会社 JSOL) 非会員 本田 さゆり 非会員 嶋田 修平
非会員 高松 泰輝 (宇宙航空研究開発機構) 会員 畑 勝裕 (芝浦工業大学)

Basic Study for Theorizing Heat Generation in Cylindrical Metal in Wireless Power Transfer Using Magnetic Field Resonance

Ayaka Minami, Student member, Takehiro Imura, Member, Yoichiro Hori, Fellow (Tokyo University of Science), Taizo Senda, Member (JSOL Corporation.), Sayuri Honda, Non-Member, Shuhei Shimada, Non-Member, Taiki Takamatsu, Non-Member (JAXA), Katsuhiro Hata, Member (Shibaura Institute of Technology)

Wireless power transfer (WPT) using magnetic resonance is currently being considered as a possible power supply method for various types of facilities. In 2007, the Massachusetts Institute of Technology (MIT) announced the possibility of high-efficiency and high-power transmission using this method. Since then, this has been used in various applications, including dynamic power supply for electric vehicles (EVs). However, since there is often metal in the vicinity of these facilities, it is necessary to understand the effect of the presence of metal while supplying power, and to select the optimum frequency for each system. It is known that when metal is present in the vicinity of the coil, the heat generated by the eddy currents induced in the metal causes a decrease in transmission efficiency and transmission power, as well as a shift in resonance frequency. However, the mechanism has not yet been formulated today. Theorizing metal heating in WPTs is believed to facilitate the selection of frequencies and metal materials for various types of equipment, taking the heat generation into account. As a basic step, this paper proposes an equation to calculate the eddy currents generated in a piece of metal of finite size. As a conclusion, the comparison of calculations and simulations using the magnetic field analysis software JMAG confirmed the validity of the equation.

キーワード : ワイヤレス電力伝送, 金属発熱, 円筒型金属, 一様磁界

Keywords : Wireless Power Transfer, Metal Heating, Cylindrical Metal, Uniform Magnetic Fields

1. 緒言

磁界共鳴方式を用いたワイヤレス電力伝送(WPT)は様々な施設やアプリケーションに給電を行う手法として近年注目されている[1]. すでに広く普及しているスマートフォン の無線給電[2]をはじめ, 電気自動車(EV)や核廃棄物処理施設[3]でのモニタリングセンサ, 人工衛星内部の機器など[4], 様々なものが対象になりつつある. しかしこれらの設備の多くは近傍に金属を備えていることが多いため, 金属が給電に及ぼす影響を考慮したうえでシステムに最適な周波数を選定する必要がある. 金属が磁界の中に存在するとき, 誘起される渦電流による発熱が原因となって伝送効率, 伝送電力の低下や共振周波数のずれが引き起こされることが知られている[5][6]. しかし現段階では, 発熱現象を

応用した金属検知システムや, コンピュータを用いて現象を解析することは可能であるものの[7], WPTの観点から, 電磁気的な発熱のメカニズムの定式化には至っていない[8]. WPTにおける金属発熱の理論化を行うことで, 様々な設備について発熱を考慮した上での周波数・金属素材の選択などがスムーズに行えるようになって考えられる. 本論文はその基礎段階として, 有限な大きさの銅片に生じる渦電流を求める式を提案した.

本研究の最終的な目標は, 様々な形状, 素材の金属がWPTシステム近傍の様々な位置(コイルの上, 下, 間, 横など)において生じる損失を理論化することである. これ

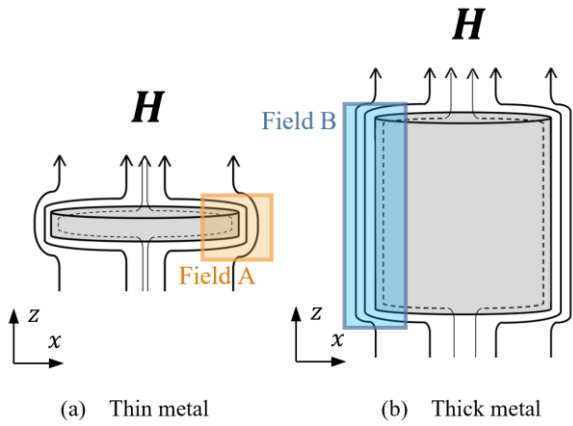


Fig.1 Behavior of magnetic fields near nonmagnetic materials

らの組み合わせは無数に考えられることがわかる．そこで，本研究では最終目標までを大きく以下の 4 ステップに分けて考えたうえで，最も単純化した①について示した．

- ① 単一周波数の一様交番磁束における，簡単な形状の非磁性体に生じる渦電流の式を提案
- ② ①の結果を踏まえた発熱の式を提案
- ③ 複数条件下での発熱の式を提案
- ④ WPT 特有の条件の追加

本論文ではマクスウェル方程式を用いた式を提案し，式の妥当性を磁界解析ソフト JMAG の結果と比較して検証した．2 章でステップ①の詳細な条件を示し，3 章で式の提案，4 章で式とシミュレーション結果の比較を行い，5 章で結論を示す．

2. 条件設定

〈2・1〉 本検討における条件 様々な WPT 設備がある中，ここでは電気自動車への走行中給電(DWPT)システムで利用可能な理論を目指している．このときに使用される共振周波数は 85kHz とされている．簡単のために，金属は銅であり，コイルに対して十分小さく，一様な交番磁界中に配置されているとする．一様な磁界の中に薄い円盤状の非磁性体を配置すると，磁界は Fig.1(a) Field A のように歪む．円盤の厚みが薄い場合，金属の周囲における磁界の歪みが急峻になる．そこで，側面における磁界の歪みを軽減させるために円盤状の金属を棒状に伸ばすと Fig.1(b)における Field B のように安定した磁界が得られる．よって以降は Fig.1(b)のような円筒型を考慮する．

〈2・2〉 解析モデル 磁界解析ソフト JMAG を用いて解析を行ううえでモデル化した金属を Fig.2(a),(b)に示した．このモデルは 10 円玉と同じ半径で，厚みを 10 円玉の 40 倍にしたものである．素材は銅のみで設定しており，一様磁界は z 成分のみをもち，その磁束密度の値を $3.0 \mu\text{T}$ とした．解析および計算で用いたパラメータを Table.1 に示す．

3. 拡散方程式による理論計算

〈3・1〉 拡散方程式の導出 導体内で成り立つ，磁界に

Table.1 Parameters used in the simulations and calculations

$B_{ex} [\mu\text{T}]$	$f [\text{kHz}]$	$\omega [\text{rad/sec}]$	$\sigma [\text{S/m}]$	$\mu [\mu\text{H/m}]$
3.0	85	534070.751	59772863.1	1.25663706

関するマクスウェル方程式を(1)～(3)に示す．

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (2)$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0 \quad (3)$$

また，磁束密度，磁界，電流密度，電界の関係をそれぞれ(4)，(5)式で表す．

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (4)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (5)$$

式(1)～(5)を用いると，磁束密度及び電流密度に関する拡散方程式(6),(7)を導出される．

$$\nabla^2 \mathbf{J} = \sigma \mu \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (6)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \sigma \mu \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (7)$$

ここで，真空中の磁界が z 方向成分を持つ大きさ $H_0 e^{j\omega t}$ の一様磁界とすると， $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{j\omega t}$ で表せるため，(7)に代入して整理する．電流密度 $\mathbf{J}$ も同様にすると，(6)，(7)式は(8)，(9)のように表せる．

$$\nabla^2 \mathbf{J}_0 = j\omega \sigma \mu \mathbf{J}_0 \quad (8)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B}_0 = j\omega \sigma \mu \mathbf{B}_0 \quad (9)$$

〈3・2〉 導体内の磁束密度 Fig.1(b)のように，エッジから十分離れた Field B の位置においては導体の中でも磁界は z 成分のみであり， y, z 方向に対しては一様であるから拡散方程式のうち

$$\frac{\partial^2 B_{0z}}{\partial x^2} = j\omega \sigma \mu B_{0x} \quad (10)$$

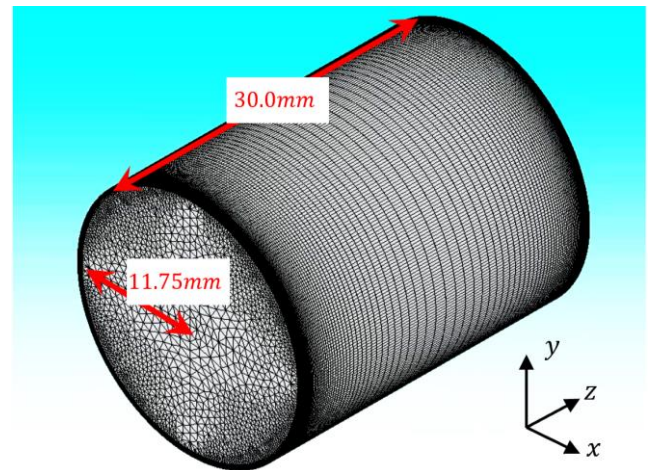


Fig.2 Model used in the simulations and calculations

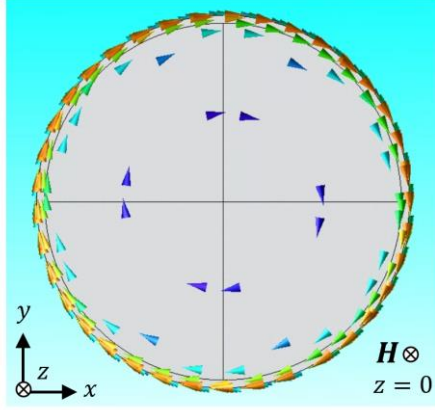


Fig.4 Current density induced in the conductor obtained using JMAG

のみを考えればよい。これを解き、瞬時値で表示すると

$$B_z = \mu H_{0z} e^{-\sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}x} \cos\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}x\right) \quad (11)$$

となる[9]。同様に考えると、金属を回り込んだ磁界は、金属上面において Fig.1 で示したように x 成分を持つので

$$B_x = \mu H_{0x} e^{-\sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}z} \cos\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}z\right) \quad (12)$$

と表せる。金属の形状の対称性から、 y 成分は考える必要がない。(11),(12)式より、磁界の振幅は $e^{-\sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}x}$ 、 $e^{-\sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}z}$ に従って減衰し、位相は $-\sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}x$ 、 $-\sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}z$ に従って遅れていくことがわかる。

〈3・3〉導体内の電流密度 続いて、導体内の電流密度の式を計算する。(2)式と $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{j\omega t}$ より(2)式を計算する。 H の y 成分および y の偏微分は 0 になるので、

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= J_y(x, z) \\ &= H_{0z} \sqrt{\omega\sigma\mu} e^{-\sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}x} \cos\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}x + \frac{\pi}{4}\right) \\ &\quad + H_{0x} \sqrt{\omega\sigma\mu} e^{-\sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}z} \cos\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}z + \frac{\pi}{4}\right) \end{aligned} \quad (13)$$

となる。以上より、導体に誘起される電流密度は y 成分のみを持つことがわかる。Fig.4にJMAGを用いた解析で得られた電流密度ベクトルの様子を示す。また、振幅および位相は磁界と同様の傾向を示すことがわかる。

4. 理論式と解析値の比較

〈4・1〉磁界が安定している場所 まずは Fig.5 の①、②において、(11)~(13)式が成り立つことを確認する。モデルの対称性から Fig.5 のように x 軸、 y 軸およびデータ取得領域①~④を定義している。

- ① $z = 15, 0 \leq x \leq 11.75$ の範囲における H_z および J_y の値を計 12 点
- ② $x = 11.75, 0 \leq z \leq 15$ の範囲における H_x および J_y の値を計 14 点

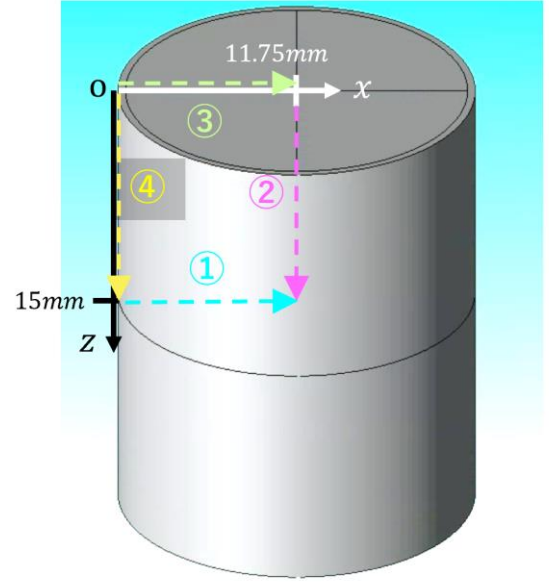


Fig.5 Definition of axis and data acquisition area ①~④

取得し、振幅、位相をそれぞれ JMAG での解析結果と比較した。比較結果を Fig.6(a)~(d), Fig.7(a)~(d)に示した。ただし結果は振幅が 0 に収束するまでを表示している。また位相に関しては、(11)~(13)式からわかるように線形的に遅れ、 $0 \leq \theta \leq 2\pi$ を循環してしまうため、この範囲内に収まる部分を表示した。なお表皮深さは $\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu}} \approx 0.223$ mm であり、グラフの掲載範囲としては十分である。

〈4・2〉磁界が乱れやすい場所 次に、Fig.5 における③、④において(11)~(13)式が成り立つことを確認する。

- ③ $z = 0, 0 \leq x \leq 11.75$ の範囲における H_z および J_y の値を計 12 点
- ④ $x = 0, 0 \leq z \leq 15$ の範囲における H_x および J_y の値を計 14 点

取得し、振幅、位相をそれぞれ JMAG での解析結果と比較した。比較結果を Fig.8(a)~(d), Fig.9(a)~(d)に示した。なお、掲載方法については前節と同様である。

5. 結言

〈5・1〉まとめ 本稿では、円筒形の銅片を一様な磁界中に配置した場合に発生する渦電流を、電流密度として理論的に表現する式を提案した。磁界解析ソフト JMAG を用いた解析結果と計算結果を比較すると、値は十分に一致することが示された。特に、有限な大きさの銅片におけるエッジ部分から十分に離れた位置においては表皮深さまでの値は 1%以内の誤差率に収まっている。エッジ部分では多少誤差率が増加したものの、その原因は金属が存在することによる一様磁場の乱れが原因と考えられる。

〈5・2〉今後の展望 本研究の最終的な目標は、様々な金属が WPT システム近傍において生じる損失を理論化することである。本稿は、4 ステップのうち、最も簡単化し

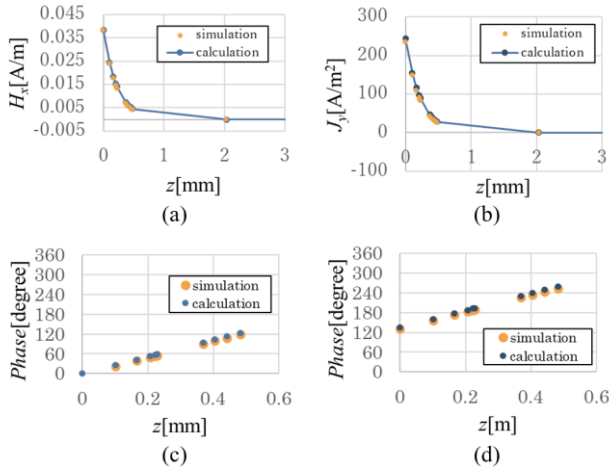


Fig.6 Area①; H_x (a)amplitude and (b)phase, J_y (c)amplitude and (d)phase of current density at a sufficient distance from the edge; $x = 11.75\text{mm}$

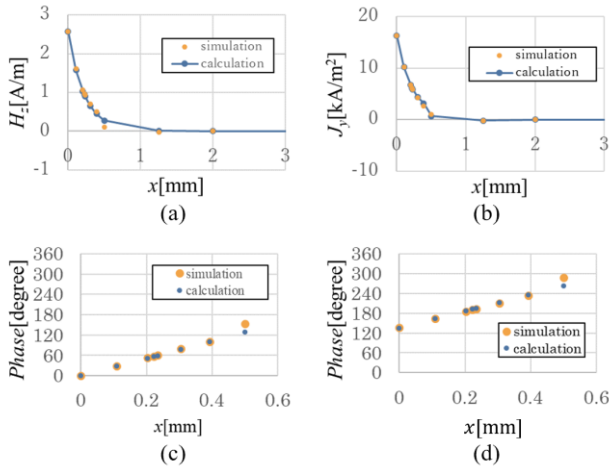


Fig.7 Area②; H_z (a)amplitude and (b)phase, J_y (c)amplitude and (d)phase of current density at a sufficient distance from the edge; $z = 15\text{mm}$

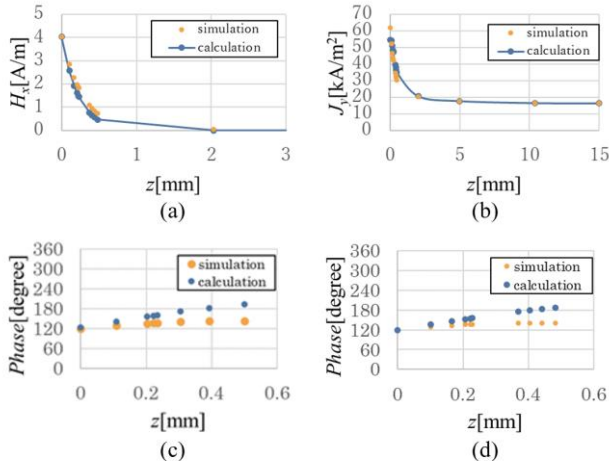


Fig.8 Area③; H_x (a)amplitude and (b)phase, J_y (c)amplitude and (d)phase of current density at the edge; $x = 0\text{mm}$

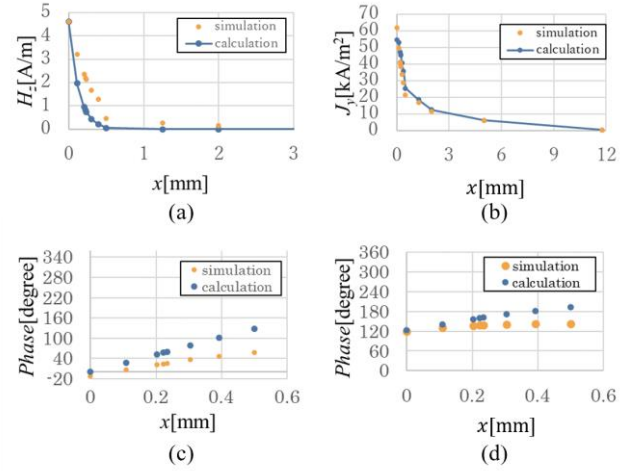


Fig.9 Area④; H_z (a)amplitude and (b)phase, J_y (c)amplitude and (d)phase of current density at the edge; $z = 0\text{mm}$

た①について示した。

- ① 単一周波数の一様交番磁束における，簡単な形状の非磁性体に生じる渦電流の式を提案
- ② ①の結果を踏まえた発熱の式を提案
- ③ 複数条件下での発熱の式を提案
- ④ WPT 特有の条件の追加

今後の展望としては他の周波数帯における解析，円筒以外の形状，WPT コイルの特徴を含めた立式を行う予定である。

文 献

- (1) A. Kurs, A. Karalis, R. Moffatt, J. D. Joannopoulos, P. Fisher, and M. Soljačić, "Wireless power transfer via strongly coupled magnetic resonances," Science, vol. 317, no. 5834, pp. 83–86 (2007)
- (2) S. Y. Hui, "Planar wireless charging technology for portable electronics products and Qi," Proc. IEEE, vol. 101, no. 6, pp. 1290–1301 (2013)
- (3) V. Jiwariyavej et al., "Basic experimental study on effect of bentonite to efficiency of wireless power transfer using magnetic resonance coupling method," 2011 IEEE 33rd International Telecommunications Energy Conference (INTELEC), Amsterdam, Netherlands, pp. 1–4 (2011)
- (4) 嶋田修平, 川崎治, 本田さゆり, 鈴木宏和: 「宇宙機における船内ドローンへのワイヤレス給電 “Wireless Power Transfer for Space Drone”」, 日本 AEM 学会誌, Vol.30, No.1, pp.39-44 (2022)
- (5) Yuya Deguchi, Sakahisa Nagai, Toshiyuki Fujita, Hiroshi Fujimoto, Yoichi Hori: "Sensorless Metal Object Detection Using Transmission-Side Voltage Pulses in Standby Phase for Dynamic Wireless Power Transfer", Workshop on Emerging Technologies: Wireless Power (WoW) (2021)
- (6) J. Oiler, G. Anderson, V. Bana, A. Phipps, M. Kerber, and J. D. Rockway, "Thermal and biofouling effects on underwater wireless power transfer", in Proc. IEEE Wireless Power Transf. Conf. (WPTC), pp. 1–4 (2015)
- (7) Da Li, Xusheng Wu, Wei Gao, Jianxin Gao: "Research on Temperature Rise and Heat Dissipation of Wireless Power Transfer", International Conference on Power Energy Systems and Applications (2022)
- (8) 橋本俊哉 (トヨタ自動車(株)): 「非接触充電における金属異物の発熱量の最大値に関する研究“A Study on Maximum Heat Value of Foreign Metal Object at Wireless Charging”」, 自動車技術会論文集 Vol.50, No.2, pp.359-364 (2019)
- (9) 山田直平・桂井誠: 「電気磁気学[3 版改定]」, 電気学会, 13 刷, pp.335-340 (2016)