AC Resistance of Air Core Coils Using Magnetoplated Wires

T. Mizuno, A. Kamiya, K. Iida, Y. Shimura, D. Yamamoto, T. Fujimatsu, C. Ikeda*, and H. Sasadaira*

Shinshu University, 4-17-1 Wakasato, Nagano, Nagano, 380-8553, Japan

*Totoku Electric Co., Ltd, 300 Oya, Ueda, Nagano, 386-0192, Japan

Air core coils are widely used in induction cooking appliances and transformers. To improve their efficiency, two characteristics are required: high combination and low loss. We propose that a litz wire using magnetoplated wires (MPWs) be used as the conductor material of a coil. Theoretical expressions for the ac resistances due to the skin and the proximity effects of air core coils using copper wires (COWs) and MPWs are derived. The calculation errors of the ac resistances of air core transformers using COWs and MPWs in the frequency range from 100 kHz to 1 MHz are 10% and 22%, respectively. The resistances of air core coils using COWs and MPWs at a frequency of 1 MHz are 43.2 mΩ and 29.2 mΩ, respectively, 34% less than of conventional air core coils.

Key words: air core coil, ac resistance, magnetoplated wire, litz wire, theoretical expression, skin effect, proximity effect

磁性めっき線を用いた空心コイルの交流抵抗

水野 勉, 神谷 旭, 飯田 和剛, 志村 祐介, 山本 大輔, 藤松 拓也, 池田 千里*, 笹平 秀昭*

信州大学工学部, 長野県長野市若里 4-17-1 (380-8553)

*東京特殊電線, 長野県上田市大屋 300 (386-0192)

1. まえがき

空心コイルはIH調理器や非接触給電トランスに用いられている^{1)~3)}。電磁界共振結合を用いた非接触給電では数MHzでの駆動が有望視されている³⁾。これらの応用分野では、効率を向上させるためにコイルの結合度の向上と損失の低減が課題となっている⁴⁾⁵⁾。損失低減のためには、コイルの交流抵抗を低減させる必要があり、リッツ線が使用されている。リッツ線は、表皮効果に起因する抵抗低減効果を有している。さらなる交流抵抗の低減のためには近接効果に起因する抵抗の抑制が必要である。

筆者らは空心コイルの交流抵抗低減のために、コイルに磁性めっき線(以下、MPW)を用いたリッツ線(以下、LMW)を用いることを提案している^{6)~8)}。MPWは、銅線(以下、COW)の外周に磁性薄膜をめっきした構造を有しており、(a)インダクタンスの増加、(b)交流抵抗増加の抑制、の特徴がある。上述の(a)は磁性薄膜の透磁率が大いことに起因している。また、(b)は銅に比べて透磁率と抵抗率の両者が大きな磁性薄膜内を交流磁界が通過するために、COWと比較して導線内で生ずる渦電流損を低減できることに起因している。

本論文では、リッツ線を用いた空心コイルの交流抵抗を求めるための理論式を明らかにしている。この理論計算では、リッツ線の素線1本ごとを考慮しており、抵抗(直流抵抗、表皮効果に起因する抵抗、近接効果に起因する抵抗)の各成分ごとに求めることができる。さらに、LMWとCOWを用いたリッツ線(以下、LCW)の空心コイルの抵抗を実測してLMWの有用性について検討する。本論文では、以下

の事項について述べる。

- 1) 空心コイルの交流抵抗の理論式
- 2) LMWの有用性

2. 空心コイルの構造

Fig. 1にCOWとMPWの構造を示した。COWは銅(Cu)線 $\phi 50\text{ }\mu\text{m}$ の外周に厚さ $4\text{ }\mu\text{m}$ の絶縁層が設けられている。MPWは、銅(Cu)線 $50\text{ }\mu\text{m}$ の外周にFe薄膜とNi薄膜がめっきされている⁹⁾。Fe薄膜とNi薄膜の厚さは、それぞれ $0.6\text{ }\mu\text{m}$ と $0.05\text{ }\mu\text{m}$ である。Ni薄膜は、はんだ付けを容易にするために設けてある。

Fig. 2はリッツ線の撚り方である。まずFig. 1に示した導線をFig. 2(a)のように、素線60本撚り、孫撚りを作成し

Fig. 1 Structures of a COW and an MPW (unit: μm).

Fig. 2 Structure of a litz wire (unit: mm).

Fig. 3 Structure of an air core coil (unit: mm).

た (撚りピッチ: 60 mm). 次に Fig. 2 (b)のように, 孫撚りを5本撚って子撚りを作成した (撚りピッチ: 5 mm). さらに Fig. 2 (c)のように, 子撚りを5本撚って親撚りとしたあとに (撚りピッチ: 5 mm), 全体をフッ素樹脂でコーティングした. したがって, 素線数 $N = 1500$ 本である. そして, 実測には LCW, LMW とともに長さ $l = 1.3$ m のリッツ線を用いた.

Fig. 3 に空心コイルの構造を示した. コイルは LCW と LMW の両者ともに 1.3 m のリッツ線を使用している. 巻数 $n = 7$ である. 外径は 60 mm, 内径は 18 mm とした.

3. リッツ線コイルの交流抵抗の理論式

3.1 表皮効果に起因する抵抗の理論式

Fig. 4 に MPW の表皮効果の理論式算出モデルを示した¹⁰⁾. このモデルは, 無限の長さをもつ, 半径 r_1 の銅線に厚さ $r_2 - r_1$ の磁性薄膜がめっきされている構造である. Fig. 1 に示したように Fe 薄膜と Ni 薄膜の厚さは, それぞれ $0.6 \mu\text{m}$ と

Fig. 4 Model for deriving expressions for the skin effect in MPWs.

$0.05 \mu\text{m}$ であり, Ni 薄膜の厚さは Fe 薄膜の $1/12$ である. そこで計算を簡便にするために Ni 薄膜は Fe 薄膜として扱うことにする. ここでは, 周波数 f の総電流 $I (= I_1 + I_2)$ を流したときに生ずる表皮効果に起因する抵抗を導出する.

Maxwell の方程式を用いて MPW 内部の磁界に関する微分方程式を導出して, 直流抵抗を含めた MPW の表皮効果に起因する抵抗 R_s' を算出した¹⁰⁾. 次に, 表皮効果に起因する抵抗 R_s を明確にするために, R_s' から直流抵抗 R_{dc} を減算することで表皮効果に起因する抵抗 R_s は, 以下のようになる¹⁰⁾.

$$R_s = (R_s' - R_{dc})$$

$$= \text{Re} \left[\frac{-j\omega\mu_2 \{C_{s2}J_0(j^{3/2}k_2r_2) + B_{s2}K_0(j^{1/2}k_2r_2)\}}{I} \right] - R_{dc} \quad (\Omega/\text{m}) \quad (1)$$

$$R_{dc} = \frac{\rho_1\rho_2}{\pi\{\rho_1(r_2^2 - r_1^2) + \rho_2r_1^2\}} \quad (\Omega/\text{m}) \quad (2)$$

$$k_1^2 = \frac{\omega\mu_1}{\rho_1} \quad (\text{m}^{-2}) \quad (3)$$

$$k_2^2 = \frac{\omega\mu_2}{\rho_2} \quad (\text{m}^{-2}) \quad (4)$$

$$C_{s2} = \frac{I}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \times \{k_2\mu_1 J_0(j^{3/2}k_1r_1)K_1(j^{1/2}k_2r_1) - jk_1\mu_2 J_1(j^{3/2}k_1r_1)K_0(j^{1/2}k_2r_1)\} \quad (A) \quad (5)$$

$$B_{s2} = \frac{jI}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \times \{k_1\mu_2 J_0(j^{3/2}k_2r_1)J_1(j^{3/2}k_1r_1) - k_2\mu_1 J_0(j^{3/2}k_1r_1)J_1(j^{3/2}k_2r_1)\} \quad (A) \quad (6)$$

$$\Delta_s = j^{1/2} \frac{1}{k_2 r_2} \begin{vmatrix} k_1 J_1(j^{3/2}k_1r_1) & -k_2 J_1(j^{3/2}k_2r_1) & jk_2 K_1(j^{1/2}k_2r_1) \\ \mu_1 J_0(j^{3/2}k_1r_1) & -\mu_2 J_0(j^{3/2}k_2r_1) & -\mu_2 K_0(j^{1/2}k_2r_1) \\ k_1 r_1 J_1(j^{3/2}k_1r_1) & k_2 \{r_2 J_1(j^{3/2}k_2r_2) - r_1 J_1(j^{3/2}k_2r_1)\} & -jk_2 \{r_2 K_1(j^{1/2}k_2r_2) - r_1 K_1(j^{1/2}k_2r_1)\} \end{vmatrix} \quad (\text{H}/\text{m}^2) \quad (7)$$

ここに, R_s : 直流抵抗を含めた表皮効果に起因する抵抗(Ω/m), Re : 実数成分, ω : 角周波数(rad/s), μ_2 : Fe 薄膜の透磁率(H/m), J_n : 第1種 n 次ベッセル関数, r_2 : MPWの外半径(m), K_n : 第2種 n 次変形ベッセル関数, ρ_1 : Cuの抵抗率(Ωm), ρ_2 : Feの抵抗率(Ωm), r_1 : 銅線の半径(m), μ_1 : Cuの透磁率(H/m)

COWの直流抵抗と表皮効果に起因する抵抗は, 下式の単位長さあたりの直流抵抗と表皮効果に起因する抵抗の理論式¹¹⁾を用いて, MPWと同様の手順で計算した.

$$R_s = \text{Re} \left[j^{3/2} \frac{\omega \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1)}{2\pi k_1 r_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1)} \right] - R_{dc} \quad (\Omega/m) \quad (8)$$

$$R_{dc} = \frac{\rho_1}{\pi r_1^2} \quad (\Omega/m) \quad (9)$$

3.2 近接効果に起因する渦電流損の理論式

近接効果に起因する抵抗 R_p は外部から作用する磁界に起因する渦電流損に起因している. そこで, R_p を計算するためには, まず外部磁界 H が作用した場合の渦電流損 $P_e(H)$ を求める必要がある. そして, 渦電流損 $P_e(H)$ を求めるためには導線に作用する磁界の強さ H を算出する必要がある.

Fig. 5にMPWの近接効果の理論式算出モデルを示した⁹⁾.

Fig. 5 Model for deriving expressions for the proximity effect in MPWs.

このモデルは, 無限の長さをもつ, 半径 r_1 の銅線に厚さ $r_2 - r_1$ の磁性薄膜がめっきされている構造である. ここでは, 周波数 ω の交流磁界がMPWに垂直に作用するときの渦電流損を求めて, LMWの近接効果に起因する抵抗を導出する.

単位長さあたりのMPW(素線)に外部磁界が作用した場合の渦電流損を求める. MPWの単位長さあたりの渦電流損 P_e は, 銅線内の単位長さあたりの渦電流損 P_{e1} とFe薄膜内の単位長さあたりの渦電流損 P_{e2} の和で与えられる⁹⁾. それぞれの渦電流損は, 素線に作用する磁界の強さ H の関数となっており, $P_e(H)$ は式(10)となる⁹⁾. なお, 式中のアスタリスク(*)は共役複素数を表している.

$$\begin{aligned} P_e(H) &= P_{e1}(H) + P_{e2}(H) \\ &= -\frac{\pi \rho_1 k_1^3 r_1 C_{e1} C_{e1}^*}{j} \left\{ j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{-3/2} k_1 r_1) \right\} \\ &\quad + \frac{\pi \rho_2 k_2^3}{j} \left[-C_{e2} C_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_2) J_2(j^{3/2} k_2 r_2) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) J_2(j^{-3/2} k_2 r_2) \right\} \right. \\ &\quad + C_{e2} C_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_1) J_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) J_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right\} - C_{e2} B_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_2) J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \right. \\ &\quad - j^{-1/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) K_2(j^{-1/2} k_2 r_2) \left. \right\} + C_{e2} B_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_1) J_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{-1/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) K_2(j^{-1/2} k_2 r_1) \right\} \\ &\quad + C_{e2}^* B_{e2} r_2 \left\{ j^{-3/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_2) J_2(j^{-3/2} k_2 r_2) - j^{1/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_2) K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \right\} - C_{e2}^* B_{e2} r_1 \left\{ j^{-3/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) J_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right. \\ &\quad - j^{1/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_1) K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \left. \right\} - B_{e2} B_{e2}^* r_2 \left\{ j^{1/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_2) K_2(j^{1/2} k_2 r_2) - j^{-1/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_2) K_2(j^{-1/2} k_2 r_2) \right\} \\ &\quad \left. + B_{e2} B_{e2}^* r_1 \left\{ j^{1/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_1) K_2(j^{1/2} k_2 r_1) - j^{-1/2} K_1(j^{-1/2} k_2 r_1) K_2(j^{-1/2} k_2 r_1) \right\} \right] \quad (\text{W/m}) \quad (10) \end{aligned}$$

$$C_{e1} = \frac{2\mu_0 \mu_2 k_2 H}{r_2 \cdot \Delta_e} \left[j^{3/2} \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) + j^{1/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \right] \quad (\text{A}) \quad (11)$$

$$C_{e2} = \frac{2\mu_0 H}{r_2 \cdot \Delta_e} \left[j^{3/2} \mu_2 k_1 \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) + j^{1/2} \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \right] \quad (\text{A}) \quad (12)$$

$$B_{e2} = -\frac{2j^{3/2} \mu_0 H}{r_2 \cdot \Delta_e} \left[\mu_2 k_1 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} - \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} \right] \quad (\text{A}) \quad (13)$$

$$\Delta_e = \begin{vmatrix} -j^{3/2} k_1 \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} & j^{3/2} k_2 \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} & -j^{1/2} k_2 \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} & 0 \\ \mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & -\mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) & -\mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_1) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} j^{3/2} k_2 \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_2) - J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \right\} & -\frac{1}{2} j^{1/2} k_2 \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_2) + K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \right\} & \frac{1}{r_2^2} \\ 0 & \mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_2) & \mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_2) & -\frac{\mu_0}{r_2} \end{vmatrix} \quad (\text{H}^2/\text{m}^5) \quad (14)$$

ここに, μ_0 : 真空の透磁率 (H/m), H : 磁界の強さ (A/m)

COWの渦電流損は, 下式の単位長さあたりの渦電流損の理論式¹²⁾を用いて, MPWと同様の手順で計算した.

$$P_e = -\frac{\pi \rho_1 k_1^3 r_1 C_e C_e^*}{j} \{ j^{3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \} \quad (\text{W/m}) \quad (15)$$

$$C_e = \frac{4\mu_0 H r_1}{j^{3/2} \mu_0 k_1 r_1 \{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \} + 2\mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1)} \quad (\text{A}) \quad (16)$$

Fig. 6にリッツ線を用いた空心コイルの任意の素線1本が任意の別の素線に作る磁界の強さを示した. リッツ線の素線番号 $b(r_b, z_b)$ の素線に電流 I が流れており, リッツ線の素線番号 $a(r_a, z_a)$ の素線に磁界の強さ H_{ab} が作用する. その磁界の強さ H_{ab} の r 方向成分 H_{rab} と z 方向成分 H_{zab} はそれぞれ式(17)と(18)となる¹³⁾.

$$H_{rab} = \frac{I}{2\pi} \frac{z_a - z_b}{r_b \sqrt{(r_a + r_b)^2 + (z_a - z_b)^2}} \left\{ -K(k_c) + \frac{r_a^2 + r_b^2 + (z_a - z_b)^2}{(r_a - r_b)^2 + (z_a - z_b)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m}) \quad (17)$$

$$H_{zab} = \frac{I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(r_a + r_b)^2 + (z_a - z_b)^2}} \left\{ K(k_c) - \frac{r_b^2 - r_a^2 + (z_a - z_b)^2}{(r_a - r_b)^2 + (z_a - z_b)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m}) \quad (18)$$

$$k_c = \sqrt{\frac{4r_a r_b}{(r_a + r_b)^2 + (z_a - z_b)^2}} \quad (19)$$

Fig. 6 Magnetic field made arbitrary by a strand of litz wire.

ここに, I : 素線に流れる電流 (A), r_b, z_b : 電流 I が流れているリッツ線の素線番号 b の座標 (m), r_a, z_a : 磁界が作用する任意の素線番号 a の座標 (m), K : 第1種完全楕円積分関数, E : 第2種完全楕円積分関数

素線 a に磁界の強さ H が作用することで素線 a の内部に渦電流が生ずる. さらに, 素線数 N 本のリッツ線では, 任意の素線 $a(r_a, z_a)$ に作用する磁界の強さ H は, 他の $(N-1)$ 本の素線による磁界の強さのベクトル和となる.

次に, 単位長さあたりの MPW (素線) の渦電流損を用いて素線数 N 本, 巻数 n 回の空心コイルに生ずる近接効果に起因する抵抗を導出する. まず, リッツ線を用いた空心コイルに用いる素線の物理特性 (比透磁率, 抵抗率, 長さ, および周波数) と座標を決定する. そして, 素線 b から任意の素線 a に作用する磁界の強さを導出する. ここで, 式(17)および式(18)を用いて任意の点 a に作用する r 方向成分と z 方向成分の磁界の強さ H_{ra} および H_{za} を求めるとそれぞれ次式となる.

$$H_{ra} = \sum_{b=1, b \neq a}^N H_{rab} \quad (\text{A/m}) \quad (20)$$

$$H_{za} = \sum_{b=1, b \neq a}^N H_{zab} \quad (\text{A/m}) \quad (21)$$

式(20)および式(21)の合成和を求めることでリッツ線を用いた空心コイルの任意の点 a に作られる磁界の強さ H_a は下式となる.

$$H_a = \sqrt{H_{ra}^2 + H_{za}^2} \quad (\text{A/m}) \quad (22)$$

次に, 磁界が作用する素線1本について, 「素線1本に生ずる渦電流損 P_e 」と「素線1本の長さ $2\pi r_{nN}$ 」との積を素線数 N 本足し合わせ, 巻数 n 回まで求める. ここで, リッツ線を用いた空心コイルの撚り率を補正するために, 周ごとに素線に生ずる渦電流損を算出して平均している. これは, リッツ線を用いた空心コイルの交流抵抗を求める際に, 以下の考え方を適用するためである.

a) 「リッツ線の任意の1区間で生ずる渦電流損の和」と「リッツ線の任意の素線1本で生ずる撚りピッチ1周期分の渦電流損」は等しい.

このとき, 磁界の強さ H の関数である P_e は, 式(10)(LMW)および式(15)(LCW)より求められた値を代入する.

以上から, リッツ線を用いた空心コイルの素線1本に生ずる近接効果に起因する損失 P_p は下式となる.

$$P_p = \sum_{n=1}^N \frac{\sum_{a=1}^N P_e(H_a) \cdot 2\pi r_{nN}}{N} \quad (\text{W}) \quad (23)$$

ここに, r_{nN} : 中心からコイルの巻数 n 周目の素線番号 N のリッツ線コイルの半径 (m)

Fig. 7 Loss in a coil using litz wire.

3.3 空心コイルの交流抵抗

Fig. 7にリッツ線に生ずる各損失を示した。リッツ線を用いた空心コイルの各素線の抵抗は、各素線が十分燃られているとの仮定に基づいて以下に示した損失成分が等しい。

- 1) 直流抵抗に起因する損失
- 2) 表皮効果に起因する損失
- 3) 近接効果に起因する損失

このためにリッツ線を用いた空心コイルの損失は、Fig. 7(a)に示したように各素線において損失が等しい並列回路で表わされる。そして、空心コイルで生ずる全ての損失電力 P は Fig. 7(b)のようにまとめて式(24)となる。ただし、式(24)の R_s 、 R_{dc} はそれぞれ式(1)と(8)、式(2)と(9)で表される。

$$P = \{(R_s + R_{dc}) \cdot I^2 l + P_e\} N \quad (\text{W}) \quad (24)$$

ここに、 l : リッツ線の長さ(m)

式(24)に示した空心コイルで生ずる全ての損失電力を電流の2乗 $(NI)^2$ (A)で割ることでリッツ線を用いた空心コイルの抵抗となる。

$$\begin{aligned} R &= \frac{\{(R_{dc} + R_s) \cdot I^2 l + P_e\} N}{(NI)^2} \\ &= \frac{\{(R_{dc} + R_s) \cdot l + \frac{P_e}{I^2}\} N}{N} \quad (\Omega) \end{aligned} \quad (25)$$

空心コイルの交流抵抗 R の導出過程をまとめると以下となる。

- 1) 導線の物理的特性(比透磁率, 抵抗率, および周波数)の入力
- 2) 各素線の中心座標の入力
- 3) 直流抵抗 R_{dc} の計算
- 4) 表皮効果に起因する抵抗 R_s の計算
- 5) 各素線に作用する磁界 H の計算
- 6) 各素線の近接効果に起因する損失 P_e の計算
- 7) 空心コイルに生ずる全損失 P の計算
- 8) 交流抵抗 R の計算

Fig. 8 Shape approximation of a coil using litz wire.

Fig. 9 Coordinates for theoretical calculation of the resistance of a litz wire.

4. 空心コイルの交流抵抗

Fig. 8にリッツ線コイルの形状近似を示した。リッツ線コイルの実際の形状は、Fig. 8 (a)に示した螺旋状をしているが、簡便に考えるために理論計算ではFig. 8 (b)に示した同心円状に近似する。螺旋状をしたリッツ線コイルを同心円状に近似する際には、以下の事項を仮定した。

- 1) 1周ごとの直流抵抗が等しい。すなわち、1周ごとのリッツ線の長さが等しい。

Fig. 10 Comparison of the measured and calculated values of the resistance of an air core coil ($l = 1.3$ m, Cu: $\rho_1 = 1.72 \times 10^{-8}$ Ω m, $\mu_{r1} = 0.999991$, Fe: $\rho_2 = 9.8 \times 10^{-8}$ Ω m, $\mu_{r2} = 120$).

Fig. 9 にリッツ線の理論計算に用いた座標を示した¹⁴⁾。1500本ある素線を、簡便に解析できるように中心から23層は整列に並べ、余った素線は最外層に均等に配置した。

Fig. 10 にリッツ線の抵抗の計算値と実測値との比較を示した。ここで、解析に用いた Fe 薄膜の比透磁率 $\mu_{r2} = 120$ は、試料振動型磁力計を用いて求めた実測値である。 R の実測には、インピーダンスアナライザ (Agilent, 4294A) を用いて測定した。素線数 $N = 1500$ 本、長さ $l = 1.3$ m の LCW コイルと LMW コイルの共振周波数は、ともに 40 MHz であり、周波数 $f = 100$ kHz から 1 MHz の範囲においては共振の影響は無い。周波数 $f = 100$ kHz から 1 MHz の範囲において LCW と LMW の抵抗の計算誤差は、それぞれ 10 % と 22 % であった。LMW の磁束の流れは、鉄薄膜に磁束が誘導されるために複雑となる。本論文では、LMW の磁束の流れを LCW と等価として考えている。これが LMW の計算誤差が大きくなった原因である。周波数 1 MHz における LCW と LMW の抵抗は、それぞれ 43.2 m Ω と 29.2 m Ω であり、34 % 低減した。

5. あとがき

本論文で述べたことをまとめると以下ようになる。

(1) 空心コイルの交流抵抗の理論式

LMW の素線 1 本ごとを考慮した直流抵抗と表皮効果に起因する抵抗および近接効果に起因する抵抗の理論式をそれ

ぞれ導出した。周波数 $f = 100$ kHz から 1 MHz の範囲において LCW と LMW の抵抗の計算誤差は、それぞれ 10 % と 22 % であった。

(2) LMW の有用性

周波数 1 MHz における LCW と LMW の抵抗はそれぞれ 43.2 m Ω と 29.2 m Ω であり、リッツ線の素線に MPW を用いることにより交流抵抗が 32 % 低減した。

References

- 1) H. Yonemori, and M. Kobayashi: *IEEE Trans. on IA.*, **127**, 3, pp. 234-240, (2007).
- 2) K. Shiba, M. Nukaya, T. Tsuji, and K. Koshiji: *J. Jpn. Soc. Med. Bio. Eng.*, **43**, 4, pp. 670-676, (2005).
- 3) T. Imura, and Y. Hori: *IEE Japan*, **129**, 7, pp. 414-417, (2009).
- 4) K. Koshiji, T. Utsunomiya, S. Takaya, H. Takano, T. Nakaya, M. Kinoshita, H. Noda, S. Fukuda, and T. Akutsu: *J. Jpn. Soc. Med. Bio. Eng.*, **16**, 1, pp. 167-170, (1987).
- 5) K. Koshiji, K. Masuda, E. Shu, T. Utsunomiya, S. Takaya, H. Takano, and T. Akutsu: *J. Jpn. Soc. Med. Bio. Eng.*, **18**, 2, pp. 533-536, (1989).
- 6) T. Mizuno, T. Suzuki, T. Asahina, S. Enoki, H. Shinagawa, S. Uehara, and H. Kitazawa: Technical Meeting on Magnetism, *IEEEJ*, **MAG-06-83**, pp. 7-15, (2006).
- 7) T. Mizuno, T. Suzuki, T. Asahina, M. Noda, S. Enoki, H. Shinagawa, S. Uehara, and H. Kitazawa: Technical Meeting on Magnetism, *IEEEJ*, **MAG-06-177**, pp. 51-56, (2006).
- 8) T. Mizuno, S. Enoki, T. Hayashi, T. Asahina, and H. Shinagawa: *IEEE Trans. on Magn.*, **43**, 2, pp. 543-548, (2007).
- 9) S. Yoshimura, S. Yoshihara, T. Shirakashi, E. Sato and K. Ishii: Characteristics of high- Q coils composed of Fe-plated Cu wire, *Magneto-Electronics International Symposium*, pp. 485-487, (1994).
- 10) T. Mizuno, T. Suzuki, T. Asahina, M. Noda, S. Enoki, H. Shinagawa, S. Uehara, and H. Kitazawa: *IEEE Trans. FM.*, **127**, 10, pp. 611-620 (2007).
- 11) G. H. Brown, and C. N. Holyer: *Theory and application of ratio-frequency*, pp. 4-21 (D. Van Nostrand company, 1947).
- 12) J. Lammeraner, and M. Staffl: *Eddy current*, pp. 91-98 (Iliffe Book Ltd., 1964).
- 13) Robert A. Schill, Jr.: *IEEE Trans. on Magn.*, **39**, 2, p. 965, (2003).
- 14) T. Mizuno, K. Matsushita, K. Iida, A. Kamiya, and D. Yamamoto: General relation for the vector magnetism field of a circular current loop, a closer look, *Japan Society of AEM*, **17**, 2, pp. 342-347, (2009).

2009年10月7日受理, 2010年1月8日再受理, 2010年3月17日採録