

(19) 日本国特許庁(JP)

(12) 公開特許公報(A)

(11) 特許出願公開番号

特開2012-191022
(P2012-191022A)

(43) 公開日 平成24年10月4日(2012.10.4)

(51) Int.Cl. F I テーマコード(参考)
 H O 1 F 41/00 (2006.01) H O 1 F 41/00 Z 2 G O 2 8
 G O 1 R 27/02 (2006.01) G O 1 R 27/02 R

審査請求 未請求 請求項の数 5 O L (全 23 頁)

(21) 出願番号 特願2011-53697(P2011-53697)
 (22) 出願日 平成23年3月11日(2011.3.11)

(71) 出願人 504180239
 国立大学法人信州大学
 長野県松本市旭三丁目1番1号
 (74) 代理人 100088306
 弁理士 小宮 良雄
 (74) 代理人 100126343
 弁理士 大西 浩之
 (72) 発明者 水野 勉
 長野県長野市若里四丁目17番1号 国立
 大学法人信州大学工学部内
 Fターム(参考) 2G028 AA02 BB07 CG02 CG08 DH05

(54) 【発明の名称】 コイルの交流抵抗計算方法

(57) 【要約】

【課題】コイルの交流抵抗を精度良く、短時間で計算することができるコイルの交流抵抗計算方法を提供する。

【解決手段】コイルの交流抵抗計算方法は、データ入力ステップS1と、N回巻きのコイルの線材の直流抵抗R_{dc}を算出する直流抵抗算出ステップS2と、線材の表皮効果に起因する抵抗R_sを算出する表皮効果抵抗算出ステップS3と、N回巻きのコイルがN個の1回巻きのコイルであるものとして、1回巻きのコイルの線材に、他の(N-1)個の1回巻きのコイルから作用する磁界の強さH_nを算出する磁界強度算出ステップS4と、磁界の強さH_nに基づいて線材の渦電流損P_eを算出する渦電流損算出ステップS5と、渦電流損P_eに基づいて線材の近接効果に起因する抵抗R_pを算出する近接効果抵抗算出ステップS6と、直流抵抗R_{dc}、抵抗R_s、抵抗R_pの総和を算出してコイルの交流抵抗Rとする交流抵抗算出ステップS7とを含む方法である。

【選択図】 図1

図 1



【特許請求の範囲】

【請求項 1】

N 回巻きのコイルの線材の直流抵抗 R_{dc} を算出する直流抵抗算出ステップと、
 該線材の表皮効果に起因する抵抗 R_s を算出する表皮効果抵抗算出ステップと、
 該 N 回巻きのコイルが N 個の 1 回巻きのコイルであるものとして、該 1 回巻きのコイル
 の該線材に、他の (N - 1) 個の該 1 回巻きのコイルから作用する磁界の強さ H_n を算出
 する磁界強度算出ステップと、

該磁界の強さ H_n に基づいて該線材の渦電流損 P_e を算出する渦電流損算出ステップと、
 渦電流損 P_e に基づいて該線材の近接効果に起因する抵抗 R_p を算出する近接効果抵抗算
 出ステップと、

該直流抵抗 R_{dc} 、該抵抗 R_s 、該抵抗 R_p の総和を算出してコイルの交流抵抗 R とする交
 流抵抗算出ステップとを含むことを特徴とするコイルの交流抵抗計算方法。

【請求項 2】

前記線材が導線である場合のコイルの交流抵抗計算方法であって、
 前記直流抵抗算出ステップでは、下記 (1) 式により前記直流抵抗 R_{dc} を算出し、

【数 1】

$$R_{dc} = \frac{\rho_1}{\pi r_1^2} \cdot l \quad (\Omega) \quad \dots (1)$$

(式中、 ρ_1 : 導線の抵抗率 (m), r_1 : 導線の半径 (m), l : 導線の長さ (m) である)

前記表皮効果抵抗算出ステップでは、下記 (2) 式により前記抵抗 R_s を算出し、

【数 2】

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

ここで、

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_1}{\rho_1}} \quad (\text{m}^{-1})$$

(式中、 ω : 角周波数 (rad/s), μ_1 : 導線の透磁率 (H/m), J_n : 第一種 n 次ベッセル関数
 である)

前記磁界強度算出ステップでは、前記 1 回巻きのコイルの番号を 1 から m (m は 1 から
 N の正数) としたときに、下記 (3) 式により前記磁界の強さ H_n を算出し、

10

20

30

【数 3】

$$H_n = \sqrt{H_{rn}^2 + H_{zn}^2} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (3)$$

ここで、

$$H_{rnm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{z_n - z_m}{r_n \sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ -K(k_c) + \frac{r_n^2 + r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m}) \quad 10$$

$$H_{znm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ K(k_c) + \frac{r_n^2 - r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m})$$

$$k_c = \sqrt{\frac{4r_n r_m}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}}} \quad 20$$

$$H_{rn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{rnm} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{zn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{znm} \quad (\text{A/m})$$

(式中、 I_c : コイルの励振電流(A) , r_m , z_m : 磁界を生ずるコイル番号mの座標(m) , r_n , z_n : 任意の点n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 , N : コイルの巻数(回)である) 30

前記渦電流損算出ステップでは、下記(4)式により前記渦電流損 P_e を算出し、

【数 4】

$$P_e = -\frac{\pi \rho_1 k_1^3 r_1 C_e C_e^*}{j} \times \left\{ j^{3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{-3/2} k_1 r_1) \right\} \quad (\text{W/m}) \quad \dots (4)$$

ここで、

$$C_e = \frac{4\mu_0 H_n r_1}{j^{3/2} \mu_0 k_1 r_1 \{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \} + 2\mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1)} \quad (\text{A}) \quad 40$$

(式中、 μ_0 : 真空透磁率(H/m) , μ_1 : 導線の透磁率(H/m) , ρ_1 : 導線の抵抗率($\Omega \cdot \text{m}$) , r_1 : 導線の半径(m) , k_1 : 式(2)中で求めた値 , J_n : 第一種n次ベッセル関数 , $*$: 共役複素数である)

前記近接効果抵抗算出ステップでは、下記(5)式により前記抵抗 R_p を算出し、

【数 5】

$$R_p = \frac{1}{I_c^2} \sum_{n=1}^N P_e(H_n) \cdot 2\pi r_n \quad (\Omega) \quad \dots (5)$$

(式中、 I_c : 電流 (A) , r_n : 任意の点nの座標 (m) である)

前記交流抵抗算出ステップでは、下記 (6) 式により前記交流抵抗 R を算出することを特徴とする請求項 1 に記載のコイルの交流抵抗算出方法。

【数 6】

$$R = R_{dc} + R_s + R_p \quad (\Omega) \quad \dots (6)$$

【請求項 3】

前記線材が、磁性薄膜を表面に有する導線である場合のコイルの交流抵抗計算方法であって、

前記直流抵抗算出ステップでは、下記 (7) 式により前記直流抵抗 R_{dc} を算出し、

10

【数 7】

$$R_{dc} = \frac{\rho_1 \rho_2}{\pi \{ \rho_1 (r_2^2 - r_1^2) + \rho_1 r_1^2 \}} \cdot l \quad (\Omega) \quad \dots (7)$$

(式中、 ρ_1 : 導線の抵抗率 ($\Omega \cdot m$) , ρ_2 : 磁性薄膜の抵抗率 ($\Omega \cdot m$) , r_1 : 導線の半径 (m) , r_2 : 磁性薄膜を含めた線材の半径 (m) , l : 導線の長さ (m) である)

前記表皮効果抵抗算出ステップでは、下記 (8) 式により前記抵抗 R_s を算出し、

【数 8】

$$R_s = \operatorname{Re} \left[-j \frac{\omega \mu_2 \{ C_{s2} J_0(j^{3/2} k_2 r_2) + B_{s2} K_0(j^{1/2} k_2 r_2) \}}{I_c} \right] \cdot l - R_{dc} \quad (\Omega) \quad \dots (8) \quad 20$$

ここで、

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_1}{\rho_1}} \quad (m^{-1})$$

$$k_2 = \sqrt{\frac{\omega \mu_2}{\rho_2}} \quad (m^{-1}) \quad 30$$

$$C_{s2} = \frac{1}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \times \{ k_2 \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) K_1(j^{1/2} k_2 r_1) - j k_1 \mu_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) K_0(j^{1/2} k_2 r_1) \} \quad (A)$$

$$B_{s2} = \frac{j \{ k_1 \mu_2 J_0(j^{3/2} k_2 r_1) J_1(j^{3/2} k_1 r_1) - k_2 \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \}}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \quad (A)$$

$$\Delta_s = j^{1/2} \frac{1}{k_2 r_2} \begin{vmatrix} k_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & -k_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) & j k_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_1) \\ \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) & -\mu_2 J_0(j^{3/2} k_2 r_1) & -\mu_2 K_0(j^{1/2} k_2 r_1) \\ k_1 r_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & k_2 \{ r_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_2) - r_1 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \} & -j k_2 \{ r_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_2) - r_1 K_1(j^{1/2} k_2 r_1) \} \end{vmatrix} \quad (H/m^2) \quad 40$$

(式中、 ω : 角周波数 (rad/s) , μ_0 : 真空透磁率 (H/m) , μ_1 : 導線の透磁率 (H/m) , μ_2 : 磁性薄膜の透磁率 (H/m) , J_n : 第一種 n 次ベッセル関数 , K_n : 第二種 n 次変形次ベッセル関数 , ρ_2 : 磁性薄膜の抵抗率 ($\Omega \cdot m$) , r_1 : 導線の半径 (m) , r_2 : 磁性薄膜を含めた線材の半径 (m) , I_c : コイルの励振電流 (A) である)

前記磁界強度算出ステップでは、前記 1 回巻きの各コイルの番号を 1 から m (m は 1 から N の整数) としたときに、下記 (9) 式により前記磁界の強さ H_n を算出し、

【数9】

$$H_n = \sqrt{H_{rn}^2 + H_{zn}^2} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (9)$$

ここで、

$$H_{rnm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{z_n - z_m}{r_n \sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ -K(k_c) + \frac{r_n^2 + r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m}) \quad 10$$

$$H_{znm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ K(k_c) + \frac{r_n^2 - r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m})$$

$$k_c = \sqrt{\frac{4r_n r_m}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}}} \quad 20$$

$$H_{rn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{rnm} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{zn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{znm} \quad (\text{A/m})$$

(式中、 I_c : コイルの励振電流(A) , r_m , z_m : 磁界を生ずるコイル番号mの座標(m) , r_n , z_n : 任意の点n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 , N : コイルの巻数(回)である)

前記渦電流損算出ステップでは、下記(10)式により前記渦電流損 P_e を算出し、

【数 1 0】

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

. . . (10)

ここで、

$$C_{e1} = \frac{2\mu_0 \mu_2 k_2 \left[j^{3/2} \{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) + j^{1/2} \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \} \right]}{r_2 \cdot \Delta_e} \tag{A} \quad 20$$

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

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

$$\Delta_e = \begin{vmatrix} -j^{3/2} k_1 \{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \} & j^{3/2} k_2 \{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \} & -j^{1/2} k_2 \{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \} & 0 \\ \mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & -\mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) & -\mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_1) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} j^{3/2} k_2 \{ J_0(j^{3/2} k_2 r_2) - J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \} & -\frac{1}{2} j^{1/2} k_2 \{ K_0(j^{1/2} k_2 r_2) + K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \} & \frac{1}{r_2^2} \\ 0 & \mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_2) & \mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_2) & -\frac{\mu_0}{r_2} \end{vmatrix} \tag{30}$$

(式中、 ρ_1 : 導線の抵抗率 (Ω/m), ρ_2 : 磁性薄膜の抵抗率 (Ω/m), μ_0 : 真空の透磁率 (H/m), μ_1 : 導線の透磁率 (H/m), μ_2 : 磁性薄膜の透磁率 (H/m), r_1 : 導線の半径 (m), r_2 : 磁性薄膜を含めた線材の半径 (m), J_n : (8) 式で求めた値, J_n : 第一種 n 次ベッセル関数, K_n : 第二種 n 次変形ベッセル関数, * : 共役複素数である)

前記近接効果抵抗算出ステップでは、下記 (11) 式により前記抵抗 R_p を算出し、

【数 1 1】

$$R_p = \frac{1}{I_c^2} \sum_{n=1}^N P_e(H_n) \cdot 2\pi r_n \quad (\Omega) \quad \dots (11) \tag{40}$$

(式中、 I_c : コイルの励振電流 (A), r_n : 任意の点 n の座標 (m) である)

前記交流抵抗算出ステップでは、下記 (12) 式により前記交流抵抗 R を算出することを特徴とする請求項 1 に記載のコイルの交流抵抗算出方法。

【数 1 2】

$$R = R_{dc} + R_s + R_p \quad (\Omega) \quad \dots (12)$$

【請求項 4】

請求項 1 ~ 3 のいずれかのコイルの交流抵抗算出方法でコンピュータを演算処理させることを特徴とするコイルの交流抵抗計算プログラム。

【請求項 5】

請求項 1 ~ 3 のいずれかのコイルの交流抵抗算出方法で演算処理することを特徴とするコイルの交流抵抗計算装置。

【発明の詳細な説明】

【技術分野】

【0001】

本発明は、コイルの交流抵抗を精度よく計算することができるコイルの交流抵抗計算方法に関するものである。

【背景技術】

【0002】

近年新しいワイヤレス電力伝送方式として、2006年にMIT (Massachusetts Institute of Technology) から W i T r i c i t y (Wireless Electricityの造語) という非放射型の電磁界共振結合 (電磁共鳴) 技術が発表された。これは共鳴法により高周波で電力を給電する技術であり、二つのコイル間において、距離 1 m で効率約 90%、また、距離 2 m で効率約 45 ~ 50% かつ 60 W をワイヤレスで電力伝送できることが示された (非特許文献 1 参照)。

【0003】

この技術を利用して、車両外部の電源からワイヤレスで充電電力を受電し、車載の蓄電装置を充電する電動車両の発明が特許文献 1 に開示されている。同文献中の図 1 に示されるように、地下に配された給電装置 200 の一次自己共振コイル 240 と、電動車両 100 に配された二次自己共振コイル 110 とが磁場の共鳴により磁氣的に結合され、一次自己共振コイル 240 から二次自己共振コイル 110 に非接触で高周波電力が給電可能に構成されている。また、この給電装置 200 の一次自己共振コイル 240 には、高周波電力ドライバ 220 に繋がる一次コイル 230 から電磁誘導によって非接触で高周波電力が送られる。また、電動車両 100 の二次自己共振コイル 110 から二次コイル 120 に電磁誘導によって非接触で高周波電力が送られる。

【0004】

このように使用されるこれらコイルには、一般的に銅線が用いられている。銅線のコイルは、高周波では、表皮効果および線間近接効果により交流抵抗が増加するために Q 値が低下する。この Q 値の低下は、長距離、高効率の電力伝送の障害要因となるため、高周波におけるコイルの Q 値の向上が望まれている。

【0005】

また従来から、いわゆる R F I D (Radio Frequency IDentification) と称される個体管理を行うシステムが各種業界で注目されている。この R F I D システムは、トランスポンダと称されて、各種データを記憶するとともに通信機能を有する小型の非接触型集積回路 (Integrated Circuit; 以下、IC という。) デバイスと、リーダ/ライタとの間で無線通信を行うことにより、トランスポンダに対して非接触でデータの読み出しや書き込みを行うシステムである。この R F I D システムは、例えば、トランスポンダを IC タグとして構成し、この IC タグを商品に取り付けることによって生産・物流管理を行う用途の他、トランスポンダを IC カードとして構成し、交通機関の料金徴収や身分証明書、さらには電子マネーといった様々な用途への適用が期待されている。

【0006】

トランスポンダには、パッシブタイプと称される、リーダ/ライタの発信する高周波の電力をエネルギー源として作動するタイプのものがある。このようなパッシブタイプのトランスポンダは、例えば特許文献 2 に開示されているような平面内で渦巻状に巻回されたアンテナコイルを有している。このようなトランスポンダのアンテナコイルがリーダ/ライタのアンテナコイルと磁束結合して、電磁誘導によってトランスポンダに電力が給電される。トランスポンダとリーダ/ライタとの通信距離を長くするためには、トランスポン

10

20

30

40

50

ダが、リーダ/ライタから送電される高周波電力を高効率で受電する必要がある。そのため、前述した電動車両等のコイルと同様に、高周波におけるアンテナコイル(コイル)のQ値の向上が望まれている。

【0007】

コイルのQ値を向上させるためには、コイルの交流抵抗を小さくする必要がある。この交流抵抗をコイルの設計時に計算することができれば、高いQ値のコイルの設計に役立つ。しかしながら、コイルの表皮効果および近接効果を考慮した交流抵抗の計算方法は確立されていない。有限要素法(FEM)による磁界解析によってコイルの交流抵抗を求めることができるが、計算に長時間を要する。

【先行技術文献】

【特許文献】

【0008】

【特許文献1】特開2009-106136号公報

【特許文献2】特開2003-224415号公報

【非特許文献】

【0009】

【非特許文献1】アンドレ・クルス(Andre kurs)、他5名、“ワイヤレス パワー トランスファー バイア ストロングリィ カップルド マグネティック レゾナンス(Wireless Power Transfer via Strongly Coupled Magnetic Resonances) ”、[online]、2007年7月6日、サイエンス(SCIENCE)、第317巻、p. 83 - 86、インターネット <URL : <http://www.sciencemag.org/cgi/reprint/317/5834/83.pdf> >

【発明の概要】

【発明が解決しようとする課題】

【0010】

本発明は、コイルの交流抵抗を精度良く、短時間で計算することができるコイルの交流抵抗計算方法を提供することを目的とする。

【課題を解決するための手段】

【0011】

前記の目的を達成するためになされた、特許請求の範囲の請求項1に記載されたコイルの交流抵抗計算方法は、N回巻きのコイルの線材の直流抵抗R_{dc}を算出する直流抵抗算出ステップと、該線材の表皮効果に起因する抵抗R_sを算出する表皮効果抵抗算出ステップと、該N回巻きのコイルがN個の1回巻きのコイルであるものとして、該1回巻きのコイルの該線材に、他の(N-1)個の該1回巻きのコイルから作用する磁界の強さH_nを算出する磁界強度算出ステップと、該磁界の強さH_nに基づいて該線材の渦電流損P_eを算出する渦電流損算出ステップと、渦電流損P_eに基づいて該線材の近接効果に起因する抵抗R_pを算出する近接効果抵抗算出ステップと、該直流抵抗R_{dc}、該抵抗R_s、該抵抗R_pの総和を算出してコイルの交流抵抗Rとする交流抵抗算出ステップとを含むことを特徴とする。

【0012】

請求項2に記載のコイルの交流抵抗計算方法は、請求項1に記載された方法であり、前記線材が導線である場合のコイルの交流抵抗計算方法であって、

前記直流抵抗算出ステップでは、下記(1)式により前記直流抵抗R_{dc}を算出し、

【数1】

$$R_{dc} = \frac{\rho_1}{\pi r_1^2} \cdot l \quad (\Omega) \quad \dots (1)$$

(式中、 ρ_1 : 導線の抵抗率(Ω・m)、 r_1 : 導線の半径(m)、 l : 導線の長さ(m)である)

前記表皮効果抵抗算出ステップでは、下記(2)式により前記抵抗R_sを算出し、

10

20

30

40

【数2】

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

ここで、

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_1}{\rho_1}} \quad (\text{m}^{-1})$$

(式中、 ω : 角周波数 (rad/s) , μ_1 : 導線の透磁率 (H/m) , J_n : 第一種 n 次ベッセル関数 である)

前記磁界強度算出ステップでは、前記 1 回巻きのコイルの番号を 1 から m (m は 1 から N の正数) としたときに、下記 (3) 式により前記磁界の強さ H_n を算出し、

【数3】

$$H_n = \sqrt{H_{rn}^2 + H_{zn}^2} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (3)$$

ここで、

$$H_{rnm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{z_n - z_m}{r_n \sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ -K(k_c) + \frac{r_n^2 + r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m}) \quad 20$$

$$H_{znm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ K(k_c) + \frac{r_n^2 - r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m}) \quad 30$$

$$k_c = \sqrt{\frac{4r_n r_m}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}}}$$

$$H_{rn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{rnm} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{zn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{znm} \quad (\text{A/m})$$

(式中、 I_c : コイルの励振電流 (A) , r_m , z_m : 磁界を生ずるコイル番号 m の座標 (m) , r_n , z_n : 任意の点 n 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 , N : コイルの巻数 (回) である)

前記渦電流損算出ステップでは、下記 (4) 式により前記渦電流損 P_e を算出し、

【数4】

$$P_e = -\frac{\pi\rho_1 k_1^3 r_1 C_e C_e^*}{j} \times \{j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{-3/2} k_1 r_1)\} \quad (\text{W/m}) \quad \dots (4)$$

ここで、

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

10

(式中、 μ_0 ：真空透磁率(H/m)， μ_1 ：導線の透磁率(H/m)， ρ_1 ：導線の抵抗率($\Omega \cdot \text{m}$)， r_1 ：導線の半径(m)， H_n ：式(2)中で求めた値， J_n ：第一種n次ベッセル関数， $*$ ：共役複素数である)

前記近接効果抵抗算出ステップでは、下記(5)式により前記抵抗 R_p を算出し、

【数5】

$$R_p = \frac{1}{I_c^2} \sum_{n=1}^N P_e(H_n) \cdot 2\pi r_n \quad (\Omega) \quad \dots (5)$$

(式中、 I_c ：電流(A)， r_n ：任意の点nの座標(m)である)

前記交流抵抗算出ステップでは、下記(6)式により前記交流抵抗 R を算出することを特徴とする。

20

【数6】

$$R = R_{dc} + R_s + R_p \quad (\Omega) \quad \dots (6)$$

【0013】

請求項3に記載のコイルの交流抵抗計算方法は、請求項1に記載された方法であり、前記線材が、磁性薄膜を表面に有する導線である場合のコイルの交流抵抗計算方法であって、

前記直流抵抗算出ステップでは、下記(7)式により前記直流抵抗 R_{dc} を算出し、

【数7】

$$R_{dc} = \frac{\rho_1 \rho_2}{\pi \{\rho_1 (r_2^2 - r_1^2) + \rho_1 r_1^2\}} \cdot l \quad (\Omega) \quad \dots (7)$$

30

(式中、 ρ_1 ：導線の抵抗率($\Omega \cdot \text{m}$)， ρ_2 ：磁性薄膜の抵抗率($\Omega \cdot \text{m}$)， r_1 ：導線の半径(m)， r_2 ：磁性薄膜を含めた線材の半径(m)， l ：導線の長さ(m)である)

前記表皮効果抵抗算出ステップでは、下記(8)式により前記抵抗 R_s を算出し、

【数 8】

$$R_s = \operatorname{Re} \left[-j \frac{\omega \mu_2 \{C_{s2} J_0(j^{3/2} k_2 r_2) + B_{s2} K_0(j^{1/2} k_2 r_2)\}}{I_c} \right] \cdot l - R_{dc} \quad (\Omega) \quad \dots (8)$$

ここで、

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_1}{\rho_1}} \quad (\text{m}^{-1})$$

$$k_2 = \sqrt{\frac{\omega \mu_2}{\rho_2}} \quad (\text{m}^{-1})$$

$$C_{s2} = \frac{1}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \times \{k_2 \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) K_1(j^{1/2} k_2 r_1) - j k_1 \mu_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) K_0(j^{1/2} k_2 r_1)\} \quad (\text{A})$$

$$B_{s2} = \frac{j \{k_1 \mu_2 J_0(j^{3/2} k_2 r_1) J_1(j^{3/2} k_1 r_1) - k_2 \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) J_1(j^{3/2} k_2 r_1)\}}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \quad (\text{A})$$

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

(式中、 ω : 角周波数 (rad/s) , μ_0 : 真空透磁率 (H/m) , μ_1 : 導線の透磁率 (H/m) , μ_2 : 磁性薄膜の透磁率 (H/m) , J_n : 第一種 n 次ベッセル関数 , K_n : 第二種 n 次変形ベッセル関数 , ρ_2 : 磁性薄膜の抵抗率 ($\Omega \cdot \text{m}$) , r_1 : 導線の半径 (m) , r_2 : 磁性薄膜を含めた線材の半径 (m) , I_c : コイルの励振電流 (A) である)

前記磁界強度算出ステップでは、前記 1 回巻きの各コイルの番号を 1 から m (m は 1 から N の整数) としたときに、下記 (9) 式により前記磁界の強さ H_n を算出し、

10

20

30

【数 9】

$$H_n = \sqrt{H_{r_n}^2 + H_{z_n}^2} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (9)$$

ここで、

$$H_{r_{nm}} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{z_n - z_m}{r_n \sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ -K(k_c) + \frac{r_n^2 + r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m}) \quad 10$$

$$H_{z_{nm}} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ K(k_c) + \frac{r_n^2 - r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m})$$

$$k_c = \sqrt{\frac{4r_n r_m}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}}} \quad 20$$

$$H_{r_n} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{r_{nm}} \quad (\text{A/m})$$

$$H_{z_n} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{z_{nm}} \quad (\text{A/m})$$

(式中、 I_c : コイルの励振電流(A) , r_m , z_m : 磁界を生ずるコイル番号mの座標(m) , r_n , z_n : 任意の点n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 , N : コイルの巻数(回)である)

前記渦電流損算出ステップでは、下記(10)式により前記渦電流損 P_e を算出し、

【数 1 0】

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

. . . (10)

ここで、

$$C_{e1} = \frac{2\mu_0 \mu_2 k_2 \left[j^{3/2} \{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) + j^{1/2} \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \} \right]}{r_2 \cdot \Delta_e} \tag{A} \quad 20$$

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

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

$$\Delta_e = \begin{vmatrix} -j^{3/2} k_1 \{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \} & j^{3/2} k_2 \{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \} & -j^{1/2} k_2 \{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \} & 0 \\ \mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & -\mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) & -\mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_1) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} j^{3/2} k_2 \{ J_0(j^{3/2} k_2 r_2) - J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \} & -\frac{1}{2} j^{1/2} k_2 \{ K_0(j^{1/2} k_2 r_2) + K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \} & \frac{1}{r_2^2} \\ 0 & \mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_2) & \mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_2) & -\frac{\mu_0}{r_2} \end{vmatrix} \tag{30}$$

(式中、 ρ_1 : 導線の抵抗率 (Ω/m) , ρ_2 : 磁性薄膜の抵抗率 (Ω/m) , μ_0 : 真空の透磁率 (H/m) , μ_1 : 導線の透磁率 (H/m) , μ_2 : 磁性薄膜の透磁率 (H/m) , r_1 : 導線の半径 (m) , r_2 : 磁性薄膜を含めた線材の半径 (m) , J_n : (8) 式中で求めた値 , J_n : 第一種 n 次ベッセル関数 , K_n : 第二種 n 次変形ベッセル関数 , * : 共役複素数である)

前記近接効果抵抗算出ステップでは、下記 (11) 式により前記抵抗 R_p を算出し、

【数 1 1】

$$R_p = \frac{1}{I_c^2} \sum_{n=1}^N P_e(H_n) \cdot 2\pi r_n \quad (\Omega) \quad \dots (11) \tag{40}$$

(式中、 I_c : コイルの励振電流 (A) , r_n : 任意の点 n の座標 (m) である)

前記交流抵抗算出ステップでは、下記 (12) 式により前記交流抵抗 R を算出することを特徴とする。

【数 1 2】

$$R = R_{dc} + R_s + R_p \quad (\Omega) \quad \dots (12)$$

【0014】

請求項 4 に記載されたコイルの交流抵抗計算プログラムは、請求項 1 ~ 3 のいずれかのコイルの交流抵抗算出方法でコンピュータを演算処理させることを特徴とする。

【0015】

請求項 5 に記載されたコイルの交流抵抗計算装置は、請求項 1 ~ 3 のいずれかのコイルの交流抵抗算出方法で演算処理することを特徴とする。

【発明の効果】

【0016】

以上の本発明によれば、コイルの直流抵抗 R_{dc} 、表皮効果に起因する抵抗 R_s 、線材の近接効果に起因する抵抗 R_p を計算して、コイルの交流抵抗 R を精度よく、短時間で計算することができる。したがって、高い Q 値のコイルの設計に資する。

10

【0017】

線材が導線である場合のコイルや、線材が磁性薄膜を表面に有する導線である場合のコイルの交流抵抗を計算することができる。

【図面の簡単な説明】

【0018】

【図 1】本発明を適用するコイルの交流抵抗計算方法のフローチャートである。

【図 2】本発明を適用して交流抵抗を計算するコイルを模式的に示す構造図である。

【図 3】コイルの表皮効果に起因する抵抗 R_s の算出式を導出するための導出モデルである。

【図 4】コイルの近接効果に起因する抵抗 R_p の算出式を導出するためのコイル構造図である。

20

【図 5】1 回巻きのコイルが発生する磁界を示す図である。

【図 6】コイルの近接効果に起因する抵抗 R_p の算出式を導出するための導出モデルである。

【図 7】実施例および参考例を示すグラフである。

【図 8】本発明を適用して交流抵抗を計算する他のコイルを模式的に示す構造図である。

【図 9】他のコイルの表皮効果に起因する抵抗 R_s の算出式を導出するための導出モデルである。

【発明を実施するための形態】

【0019】

30

以下、本発明の実施形態を詳細に説明するが、本発明の範囲はこれらの実施形態に限定されるものではない。

【0020】

本発明のコイルの交流抵抗計算方法は、後述するステップ $S_2 \sim S_7$ に対応する計算式でコンピュータを演算処理させるためのプログラム（本発明のコイルの交流抵抗算出プログラム）をコンピュータの記憶装置に記憶させておき、コンピュータがこのプログラムに基づき演算処理して交流抵抗を計算することが好ましい。また、このプログラムにしたがって動作するコンピュータが本発明のコイルの交流抵抗計算装置に相当する。

【0021】

40

図 1 のフローチャートに示すように、まず、データ入力ステップ S_1 で、オペレータは、キーボードなどを操作して、コンピュータにコイルの物理的特性及びコイルの使用条件の入力を行う。入力する物理的特性等については後述する。次に、コンピュータは、直流抵抗算出ステップ S_2 を行い、 N 回巻きのコイルの線材の直流抵抗 R_{dc} を算出する。続いて、コンピュータは、表皮効果抵抗算出ステップ S_3 を行い、線材の表皮効果に起因する抵抗 R_s を算出する。続いて、コンピュータは、磁界強度算出ステップ S_4 を行い、 N 回巻きのコイルが N 個の 1 回巻きのコイルであるものとして、1 回巻きのコイルの線材に、他の $(N - 1)$ 個の 1 回巻きのコイルから作用する磁界の強さ H_n を算出する。続いて、コンピュータは、渦電流損算出ステップ S_5 を行い、磁界の強さ H_n に基づいて線材の渦電流損 P_e を算出する。続いて、コンピュータは、近接効果抵抗算出ステップ S_6 を行い、渦電流損 P_e に基づいて線材の近接効果に起因する抵抗 R_p を算出する。最後にコンピュ

50

ータは、交流抵抗算出ステップ S 7 を行い、直流抵抗 R_{dc} 、抵抗 R_s 、抵抗 R_p の総和を算出してコイルの交流抵抗 R とする。以下、具体的に説明する。

【 0 0 2 2 】

[金属導線の場合]

最初に、コイルの線材が、一例として銅などの金属製の導線である場合のコイルの交流抵抗の計算方法について説明する。

【 0 0 2 3 】

図 2 に示すコイル 1 は、図の上部に示す長さ l 、半径 r_1 の導線 2 を用いて、 N 回（図では一例として 5 回）巻きにした円形コイルである。なお、導線 2 は、線間の通電を防止するために、図示しない絶縁膜で被覆されている。

10

【 0 0 2 4 】

図 1 のデータ入力ステップ S 1 では、この導線 2 の長さ（コイルの線長） l (m)、半径 r_1 (m)、抵抗率 ρ_1 (Ω・m)、透磁率 μ_1 、巻き数 N を物理的特性として入力する。また、コイル 1 を使用する交流の角周波数 ω (rad/s)、コイルに流す励磁電流 I_c (A) を使用条件として入力する。なお、真空透磁率 μ_0 (H/m) をプログラム中に定数として設定しておく。また、下記の各計算式では、これら値の単位系はここに示した単位系で計算を行うが、入力時には例えば周波数 f (Hz) を入力して、これをプログラムで角周波数 ω に変換して使用してもよい。またコイルの長さ l は、コイルを巻く径や導線を被覆する絶縁薄膜の厚さを入力して、巻き数 N から計算で求めるようにしてもよい。また、導線 2 の比透磁率 μ_{r1} を入力して、透磁率 $\mu_1 = \mu_{r1} \times \mu_0$ を計算して求めてもよい。

20

【 0 0 2 5 】

[直流抵抗 R_{dc} の算出]

図 1 の直流抵抗算出ステップ S 2 では、導線 2 の直流抵抗 R_{dc} を、下記 (1) 式で算出する。

【 数 1 3 】

$$R_{dc} = \frac{\rho_1}{\pi r_1^2} \cdot l \quad (\Omega) \quad \dots (13)$$

【 0 0 2 6 】

[表皮効果に起因する抵抗 R_s の算出]

30

表皮効果とは、交流電流が導線 2 を流れるとき、電流密度が導体の表面で高く、表面から離れると低くなる現象のことである。表皮効果によって、交流周波数が高くなるほど電流が表面へ集中するので、導体の交流抵抗は大きくなる。図 3 に、導線 2 の表皮効果に起因する抵抗 R_s の計算式導出モデルを示す。同図中の領域 II を空気領域と考えることで、下記 (2) 式を導出した。表皮効果抵抗算出ステップ S 3 では、この下記 (2) 式で抵抗 R_s を算出する。

【 0 0 2 7 】

【 数 1 4 】

$$R_s = \operatorname{Re} \left[j^{3/2} \frac{\omega \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1)}{2\pi k_1 r_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1)} \right] \cdot l - R_{dc} \quad (\Omega) \quad \dots (14)$$

40

ここで、

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_1}{\rho_1}} \quad (\text{m}^{-1})$$

式中の J_n は第一種 n 次ベッセル関数である。

【 0 0 2 8 】

[コイルから導線に作用する磁界の強さ H_n の算出]

図 4 に示すように、磁界強度算出ステップ S 4 では、1 回巻き円形コイルが N 個あるも

50

のとして導線 2 に作用するコイルの磁界の強さ H_n を算出する。1 回巻きの各コイルを示す番号 m を、同図に示すように 1 から N とする。

【 0 0 2 9 】

図 5 に、コイル番号 m の一つの 1 回巻きコイルの磁界を示す。ここで、コイルの巻き軸方向を z 軸、巻き軸に直行する方向を r 軸としている。 $m(r_m, z_m)$ の m はコイル番号を表し、 r_m, z_m はコイル番号 m の導線 2 の座標を表す。 $n(r_n, z_n)$ の n は任意の点を表し、 r_n, z_n は任意の点 n の座標 (m) を表す。同図に示すように、1 回巻きコイルに流れる励振電流 I_c (A) によって、任意の点 $n(r_n, z_n)$ に磁界の強さ H_{nm} が生じている。この磁界の強さ H_{nm} は、 r 方向成分 H_{rnm} と z 方向成分 H_{znm} とからなる。

【 0 0 3 0 】

H_{rnm} は、下記 (1 5) 式で算出され、 H_{znm} は下記 (1 6) 式で算出される。

【 数 1 5 】

$$H_{rnm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{z_n - z_m}{r_n \sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ -K(k_c) + \frac{r_n^2 + r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (15)$$

$$H_{znm} = \frac{I_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}} \times \left\{ K(k_c) + \frac{r_n^2 - r_m^2 + (z_n - z_m)^2}{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2} \cdot E(k_c) \right\} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (16)$$

ここで、

$$k_c = \sqrt{\frac{4r_n r_m}{\sqrt{(r_n + r_m)^2 + (z_n - z_m)^2}}}$$

ここで、 K は第 1 種完全楕円積分関数、 E は第 2 種完全楕円積分関数である。

【 0 0 3 1 】

図 6 に一例として 3 個の 1 回巻き円形コイルによる近接効果モデルを示す。同図に示すように、導線 W_2 の円形コイルに励振電流 I_c が流れることで、導線 W_1 の円形コイルに磁界の強さ H_{21} が生じる。同様に、導線 W_3 の円形コイルに励振電流 I_c が流れることで、導線 W_1 の円形コイルに磁界の強さ H_{31} が生じる。したがって、導線 W_1 の円形コイルには、 H_{21} 及び H_{31} を合成した磁界の強さ H が生じる。ここでは、3 個の円形コイルで説明したが、 N 個のコイルの場合、一つのコイルの導線には、他の ($N - 1$) 個のコイルが各々発生する磁界の強さが掛かり、これらを合成した磁界の強さ H_n が生じる。

【 0 0 3 2 】

以下、 N 個の円形コイルが導線 2 に作る磁界の強さを求める。なお、ここでは導線 2 の周囲が、空気領域であると考えて各式を導出している。このように空気領域と考えることで、計算式が簡便になるため、計算時間を短くすることができる。

【 0 0 3 3 】

まず、(1 5) 式および (1 6) 式を用いて、他の ($N - 1$) 個のコイルが、一つのコイルの導線の位置に各々生じる r 方向成分と z 方向成分の磁界の強さ H_{rnm} および H_{znm} を各々求める。次に、各コイルの磁界の強さ H_{rnm} を下記 (1 7) 式で総和演算し、各コイルの磁界の強さ H_{znm} を下記 (1 8) 式で総和演算して、 r 方向成分と z 方向成分の磁界の強さ H_{rn} および H_{zn} を求める。

10

20

30

40

【数 1 6】

$$H_{rn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{rnm} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (17)$$

$$H_{zn} = \sum_{m=1(m \neq n)}^N H_{znm} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (18)$$

【0 0 3 4】

次に、(17)、(18)式で算出した磁界の強さ H_{rn} および H_{zn} を下記(19)式で合成する。 10

【数 1 7】

$$H_n = \sqrt{H_{rn}^2 + H_{zn}^2} \quad (\text{A/m}) \quad \dots (19)$$

以上で、導線 2 に生じる磁界の強さ H_n が算出される。

【0 0 3 5】

[渦電流損 P_e の算出]

図 6 に示すように、導線 W_1 の円形コイルに磁界の強さ H が生じることで導線 W_1 に渦電流 I_{ec} が流れる。この渦電流 I_{ec} により導線 W_1 に渦電流損 P_e が生じる。渦電流損算出ステップ S 5 では、磁界強度算出ステップ S 4 で算出した磁界の強さ H_n から、1 回巻きコイルの渦電流損 P_e を下記(20)式で算出する。 20

【数 1 8】

$$P_e = -\frac{\pi \rho_1 k_1^3 r_1 C_e C_e^*}{j} \times \{j^{3/2} J_1(j^{-3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{-3/2} k_1 r_1)\} \quad (\text{W/m}) \quad \dots (20)$$

ここで、

$$C_e = \frac{4\mu_0 H_n r_1}{j^{3/2} \mu_0 k_1 r_1 \{J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1)\} + 2\mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1)} \quad (\text{A}) \quad 30$$

式中の、 r_1 は式(14)中で求めた値、 J_n ：第一種 n 次ベッセル関数、 $*$ ：共役複素数である。

【0 0 3 6】

[導線の近接効果に起因する抵抗 R_p の算出]

近接効果抵抗算出ステップ S 6 では、渦電流損算出ステップ S 5 で算出した渦電流損 P_e に基づいて、 N 回巻きのコイル 1 における近接効果に起因する抵抗 R_p を下記(21)式で算出する。

【数 1 9】

$$R_p = \frac{1}{I_c^2} \sum_{n=1}^N P_e(H_n) \cdot 2\pi r_n \quad (\Omega) \quad \dots (21)$$

式中、 r_n は任意の点 n の座標 (m) である。

【0 0 3 7】

[直流抵抗 R_{dc} 、抵抗 R_s 、抵抗 R_p の総和の算出]

コイル 1 の交流抵抗は、直流抵抗 R_{dc} 、該抵抗 R_s 、該抵抗 R_p の総和であるので、交流抵抗算出ステップ S 7 では、交流抵抗 R を下記(22)式で算出する。 40

【数 2 0】

$$R = R_{dc} + R_s + R_p \quad (\Omega)$$

・・・ (22)

以上で、線材が導体 2 であるコイル 1 の交流抵抗の計算が終了する。

【0038】

なお、直流抵抗 R_{dc} 、抵抗 R_s 、抵抗 R_p を算出する順番は適宜変更してもよい。

【0039】

[計算結果の検討]

実施例として、前述したステップ S 1 ~ S 7 を行うプログラムを作成し、表 1 の計算条件でコンピュータに演算処理させて、コイルの交流抵抗特性を求めた。また、参考例として、FEM 解析ソフトウェアを使用して表 2 の解析条件でコンピュータに演算処理させて、コイルの抵抗特性を求めた。なお、表 2 中に記載のない条件は表 1 に記載した条件と同様である。各計算結果を図 7 に示す。

10

【0040】

【表 1】

表 1 計算条件

項目	内容
導線の長さ	$l = 785.4$ (mm) ※下記条件から計算で算出
導線の半径	$r_1 = 250$ (μm)
絶縁被膜	導線表面に厚さ $17\mu\text{m}$ の絶縁膜が付されている
巻き数	5 回 (密巻)
コイルの内径	50(mm)
コイル軸方向長さ	$l_a = 2.5$ (mm)
材料	銅 ($\rho = 1.72 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$, $\mu_r = 0.999991$)
電流	$I = 1.41$ (A)
周波数	100k-13M(Hz)

20

30

【0041】

【表 2】

表 2 FEM解析条件

項目	内容
使用ソフト	JMAG-Studio (x64) Ver. 10.013001d (株式会社 JSOL 製)
解析条件	軸対称周波数応答磁界解析 (渦電流を考慮する)
解法	FEM
メッシュタイプ, 入力データ	手動分割, 領域
メッシュ 要素サイズ, 形状	1)銅線 1.5-5 μm , 三角形 2)空気 200 μm , 三角形 (手動作成 5 倍)
周波数	100k-13M (Hz)
電流設定	$I = 1.41$ (A)
材料	1)銅 ($\rho = 1.72 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$, $\mu_r = 0.999991$) 2)空気 ($\rho = \infty \Omega\text{m}$, $\mu_r = 1$)

10

20

【0042】

図 7 に示すように、実施例 (計算値) と参考例 (FEM 値) との計算結果は、良く近似している。周波数 $f = 13 \text{ MHz}$ において、実施例と参考例との交流抵抗値は 1.3、1.1 であり、実施例は参考例と比較して妥当性のある結果となった。また、実施例と参考例とを同じコンピュータを使用して計算させたが、実施例では約 3 秒、参考例では約 44 分であり、参考例よりも遥かに短時間で計算が終了した。

【0043】

[磁性薄膜付きの導線の場合]

次に、コイルの線材が、一例として銅などの金属製の導線の表面に、磁性薄膜が付されている場合のコイルの交流抵抗の計算方法について説明する。

30

【0044】

磁性薄膜を表面に付した導線でコイルを巻くと、コイルの交流抵抗を小さくすることができる。そのため、このような線材のコイルの交流抵抗を計算することができれば、コイルの設計に有益である。磁性薄膜は、例えば、フェライト、鉄、ニッケル、コバルト、Fe-N、Fe- X^1 -N ($X^1 = \text{Ta, Nb}$, または Hf)、Fe- X^2 -O ($X^2 = \text{Mg}$, または Al)、NiFe、CoFe、CoNiFe、CoFeB、FeP、NiFeP、CoNiFeMoC、CoFeB、CONbZr、Fe-Si などである。

【0045】

図 8 に示すコイル 4 は、図の上部に示す長さ l の線材 5 を使用して、 N 回巻きにした円形コイルである。線材 5 は、銅などの金属製の導線 6 の周囲に、磁性薄膜 7 が付されたものである。導線 6 は半径 r_1 であり、線材 5 (導線 6 及び磁性薄膜 7) は半径 r_2 である。なお、線材 5 は、線間の通電を防止するために、図示しない絶縁膜で被覆されている。

40

【0046】

図 1 のデータ入力ステップ S1 では、この線材 5 の長さ l (m)、導線 6 の半径 r_1 (m)、線材 5 の半径 r_2 (m)、導線 6 の抵抗率 ρ_1 (m)、磁性薄膜 7 の抵抗率 ρ_2 (m)、導線 6 の透磁率 μ_1 、磁性薄膜 7 の透磁率 μ_2 、巻き数 N を物理的特性として入力する。また、コイル 5 を使用する交流の角周波数 ω (rad/s)、コイルに流す励磁電流 I_c (A) を使用条件として入力する。なお、導線 6 の比透磁率 μ_{r1} 、磁性薄膜 7 の比透磁率 μ_{r2} を入力して、透磁率 $\mu_1 = \mu_{r1} \times \mu_0$ 、透磁率 $\mu_2 = \mu_{r2} \times \mu_0$ を計算して求めてもよい。

【0047】

[直流抵抗 R_{dc} の算出]

50

図 1 の直流抵抗算出ステップ S 2 では、線材 5 の直流抵抗 R_{dc} を、下記 (2 3) 式で算出する。

【数 2 1】

$$R_{dc} = \frac{\rho_1 \rho_2}{\pi \{ \rho_1 (r_2^2 - r_1^2) + \rho_2 r_1^2 \}} \cdot l \quad (\Omega) \quad \dots (23)$$

【0048】

[表皮効果に起因する抵抗 R_s の算出]

図 9 に、線材 5 の表皮効果に起因する抵抗 R_s の計算式導出モデルを示す。同図中の領域 III を空気領域と考えることで、下記 (2 4) 式を導出した。表皮効果抵抗算出ステップ S 3 では、この下記 (2 4) 式で抵抗 R_s を算出する。 10

【数 2 2】

$$R_s = \operatorname{Re} \left[-j \frac{\omega \mu_2 \{ C_{s2} J_0(j^{3/2} k_2 r_2) + B_{s2} K_0(j^{1/2} k_2 r_2) \}}{I_c} \right] \cdot l - R_{dc} \quad (\Omega) \quad \dots (24)$$

ここで、

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega \mu_1}{\rho_1}} \quad (\text{m}^{-1}) \quad 20$$

$$k_2 = \sqrt{\frac{\omega \mu_2}{\rho_2}} \quad (\text{m}^{-1})$$

$$C_{s2} = \frac{1}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \times \{ k_2 \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) K_1(j^{1/2} k_2 r_1) - j k_1 \mu_2 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) K_0(j^{1/2} k_2 r_1) \} \quad (\text{A})$$

$$B_{s2} = \frac{j \{ k_1 \mu_2 J_0(j^{3/2} k_2 r_1) J_1(j^{3/2} k_1 r_1) - k_2 \mu_1 J_0(j^{3/2} k_1 r_1) J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \}}{2\pi k_2 r_2 \cdot \Delta_s} \quad (\text{A}) \quad 30$$

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

式中の J_n は第一種 n 次ベッセル関数、 K_n は第二種 n 次変形ベッセル関数である。

【0049】

[コイルから導線に作用する磁界の強さ H_n の算出]

磁界強度算出ステップ S 4 では、1 回巻き円形コイルが N 個あるものとして線材 5 に作用するコイルの磁界の強さ H_n を算出する。このコイル 5 においても、磁界の強さ H_n は、線材が導線であるコイル 1 と同様に、図 5, 6 から算出式が導出される。つまり、コイル 1 の場合と同様に (1 5) ~ (1 9) 式で磁界の強さ H_n を算出する。 40

【0050】

[渦電流損 P_e の算出]

コイル 5 は、磁性薄膜 7 を有している。渦電流損算出ステップ S 5 では、磁性薄膜 7 を考慮して下記 (2 5) 式で、渦電流損 P_e を算出する。

【数 2 3】

$$\begin{aligned}
P_e(H_n) &= P_{e1}(H_n) + P_{e2}(H_n) \\
&= \frac{\pi \rho_1 k_1^3 r_1 C_{e1} C_{e1}^* H_n^2}{j} \left\{ j^{3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{3/2} k_1 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_1 r_1) J_2(j^{-3/2} k_1 r_1) \right\} \\
&\quad + \frac{\pi \rho_2 k_2^3 H_n^2}{j} \left[-C_{e2} C_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) J_2(j^{3/2} k_2 r_2) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) J_2(j^{-3/2} k_2 r_2) \right\} \right. \\
&\quad + C_{e2} C_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) J_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{-3/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) J_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right\} - C_{e2} B_{e2}^* r_2 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{3/2} k_2 r_2) J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \right. \\
&\quad \left. - j^{1/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_2) K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \right\} + C_{e2} B_{e2}^* r_1 \left\{ j^{3/2} K_1(j^{3/2} k_2 r_1) J_2(j^{3/2} k_2 r_1) - j^{1/2} J_1(j^{3/2} k_2 r_1) K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \\
&\quad + C_{e2}^* B_{e2} r_2 \left\{ j^{-3/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_2) J_2(j^{-3/2} k_2 r_2) - j^{1/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_2) K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \right\} - C_{e2}^* B_{e2} r_1 \left\{ j^{-3/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) J_2(j^{-3/2} k_2 r_1) \right. \\
&\quad \left. - j^{1/2} J_1(j^{-3/2} k_2 r_1) K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} - B_{e2} B_{e2}^* r_2 \left\{ j^{1/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_2) K_2(j^{1/2} k_2 r_2) - j^{-1/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_2) K_2(j^{-1/2} k_2 r_2) \right\} \\
&\quad \left. + B_{e2} B_{e2}^* r_1 \left\{ j^{1/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) K_2(j^{1/2} k_2 r_1) - j^{-1/2} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) K_2(j^{-1/2} k_2 r_1) \right\} \right] \quad (\text{W/m}) \quad \dots (25)
\end{aligned}$$

ここで、

$$C_{e1} = \frac{2\mu_0 \mu_2 k_2 \left[j^{3/2} \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} K_1(j^{1/2} k_2 r_1) + j^{1/2} \mu_1 k_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} \right]}{r_2 \cdot \Delta_e} \quad (\text{A}) \quad 20$$

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

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

$$\Delta_e = \begin{vmatrix} -j^{3/2} k_1 \left\{ J_0(j^{3/2} k_1 r_1) - J_2(j^{3/2} k_1 r_1) \right\} & j^{3/2} k_2 \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_1) - J_2(j^{3/2} k_2 r_1) \right\} & -j^{1/2} k_2 \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_1) + K_2(j^{1/2} k_2 r_1) \right\} & 0 \\ \mu_1 J_1(j^{3/2} k_1 r_1) & -\mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_1) & -\mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_1) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} j^{3/2} k_2 \left\{ J_0(j^{3/2} k_2 r_2) - J_2(j^{3/2} k_2 r_2) \right\} & -\frac{1}{2} j^{1/2} k_2 \left\{ K_0(j^{1/2} k_2 r_2) + K_2(j^{1/2} k_2 r_2) \right\} & \frac{1}{r_2^2} \\ 0 & \mu_2 J_1(j^{3/2} k_2 r_2) & \mu_2 K_1(j^{1/2} k_2 r_2) & -\frac{\mu_0}{r_2} \end{vmatrix} \quad 30$$

式中の μ_1 、 μ_2 は (24) 式中で求めた値、 J_n は第一種 n 次ベッセル関数、 K_n は第二種 n 次変形ベッセル関数である。

【0051】

[導線の近接効果に起因する抵抗 R_p の算出]

近接効果抵抗算出ステップ S6 では、線材が導線である場合と同様に (21) 式で抵抗 R_p を算出する。

【0052】

[直流抵抗 R_{dc} 、該抵抗 R_s 、該抵抗 R_p の総和の算出]

交流抵抗算出ステップ S7 では、交流抵抗 R を (22) 式で算出する。以上で、コイル 5 の交流抵抗 R の計算が終了する。

【符号の説明】

【0053】

1 はコイル、2 は導線 (線材)、4 はコイル、5 は線材、6 は導線、7 は磁性薄膜、1 は導線の長さ、 r_1 は導線の半径、 r_2 は線材の半径、 W_1 、 W_2 、 W_3 は導出モデルにおける円形コイルの導線。S1 はデータ入力ステップ、S2 は直流抵抗算出ステップ、S3 は表皮効果抵抗算出ステップ、S4 は磁界強度算出ステップ、S5 は渦電流損算出ステップ、S6 は近接効果抵抗算出ステップ、S7 は交流抵抗算出ステップである。

10

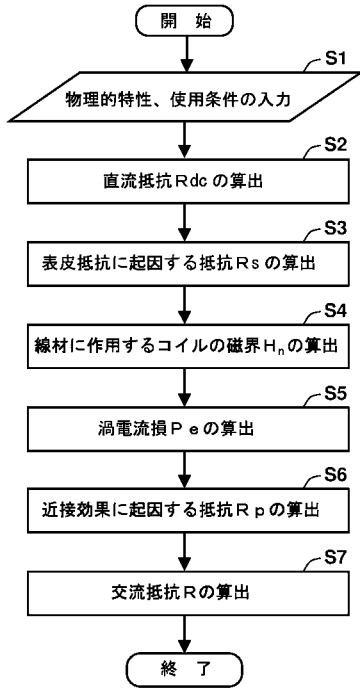
20

30

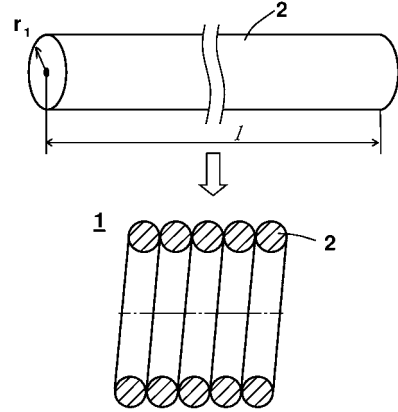
40

50

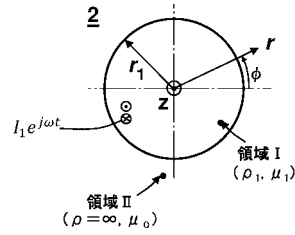
【 図 1 】
図 1



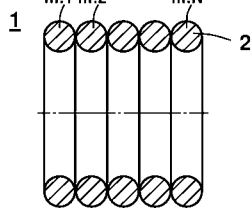
【 図 2 】
図 2



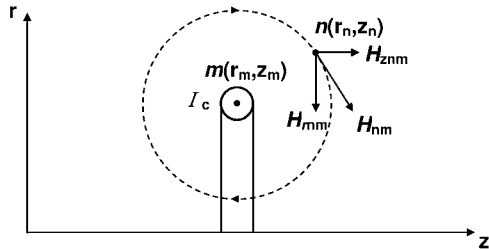
【 図 3 】
図 3



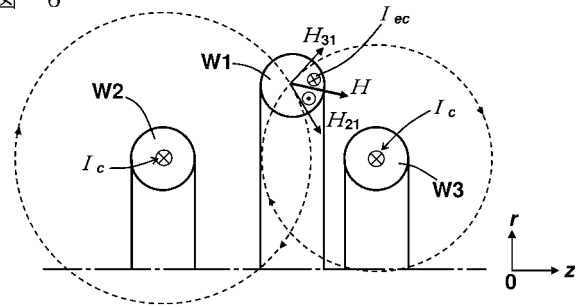
【 図 4 】
図 4



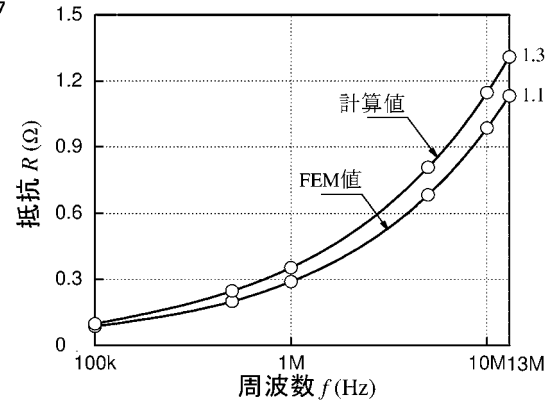
【 図 5 】
図 5



【 図 6 】
図 6

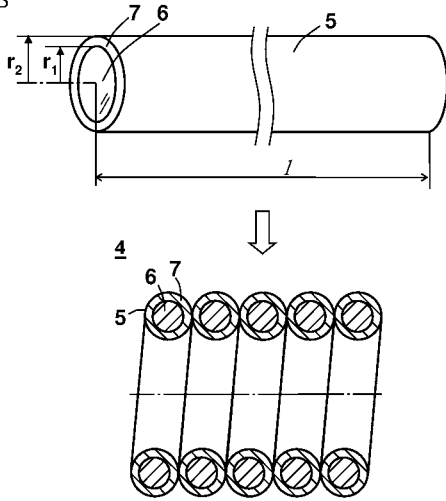


【 図 7 】
図 7



【 図 8 】

図 8



【 図 9 】

図 9

