UDC 621.315.5.011.22:621.315.216

論文

58-B 72

素線絶縁大導体電力ケーブルの交流実効抵抗の計算法の開発

正員 松浦 虔士 (大阪大)・正員 木原 登喜夫 (福井工大)
 正員 横山 弘道 (住友電工)・非会員 盛山 吉博 (住友電工)
 正員 宮崎 俊博 (住友電工)・正員 伊藤 哲二 (住友電工)

1. ま え が き

電力ケーブル用の導体は、商用周波数においても、断面積が $1,000\text{mm}^2$ 以上になると非分割形では表皮効果が著しくなるため、従来から導体を分割形とし、表皮効果つまり交流実効抵抗の低減を図っている。導体断面積が、最高 $2,000\sim 2,500\text{mm}^2$ 程度であれば、現用の4乃至6分割形で対処できると考えられるが、近年の送電容量の増大傾向に伴い、電力ケーブルの導体には将来更に大サイズのものも要求されよう。

また、許容電流のみならず、昨今のエネルギー事情から省エネルギーの観点でも、表皮効果の低減が重要な課題となってきている。そこで、現用の導体よりも更に一層の表皮効果乃至は交流実効抵抗の低減を図ることを目的とした種々の手法が提案されている^{(1)~(3)}。導体の分割数の増加、導体内層間絶縁の適用、素線絶縁などという手法がそれである。

一方、導体の交流実効抵抗の計算式は、JCS-168号(日本電線工業会規格：許容電流)などに記述されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。しかし、この計算式は、円柱導体の表皮効果理論式と実際の導体に関する抵抗測定から求めた補正係数とを組み合わせた半経験式であるため、適用範囲は限られる。従って、前述のような新手法を導入した大導体に対しては不十分なもので、新しい理論計算式の開発が待望されている。新しい理論計算式としては

基本的には、分割導体の形状および素線配列に関する情報をそのまま計算式の中にとり入れ、各素線への電流分布および素線内電流密度分布を算出できるものが望ましい。

そこで、著者らは、第一段階として素線絶縁分割導体について、上述のような考え方に基づいた従来にない新しい交流実効抵抗の理論計算式を導出した。本論文では、その導出の過程を述べると共に、理論の妥当性を実験などで検証した結果について報告する。

2. 交流実効抵抗の理論式の導出

全体の外形が円形の素線絶縁分割導体の交流実効抵抗の新しい計算式を以下に導出する。基本的な考え方は、各素線に流れる電流を、素線の導体断面および長さ方向の幾何学的配列を考慮して決定するという点にある。なお、各素線の断面に流れる電流は、相電流成分と漏れ電流成分の2成分からなっているものとして交流実効抵抗および表皮効果係数を算出する。

〈2・1〉 計算対象導体 導体配列を図1に示した。導体は X 相、 Y 相、 Z 相の三相導体で構成され、図中の角度 θ は任意の値をとれるものとする。また、 X, Y, Z 各相の導体には、それぞれ相電流 I_X, I_Y, I_Z が流れており、三相平衡条件 $I_X + I_Y + I_Z = 0$ が満たされているとする。交流実効抵抗の計算対象は X 相導体とする。

〈2・2〉 セグメント導体の素線構成 図2に示すように、1セグメントの全素線周列の数を n とし、最外周列の素線群①を第1周、更に内側へ向って素線群②を第2周、……、最内周素線②を第 n 周と呼ぶことにする。①, ②, …, ②の各素線は、それぞれ長さ方向に各々一定のピッチでねん架が行なわれている。

第 h 周 ($h=1, 2, \dots, n$) の全素線数を M_h 本とする。

次に、導体中心に最も近い同一円弧上にある素線の並びを第1層と呼ぶことにし、更に導体外側に向って順次、第2層、……、第 $(2n-1)$ 層と呼ぶ。第 h 層に

Development of Calculation Method for AC Resistance of Power Cable Conductors with Insulating Coating Applied on Strands. By Kenji Matsuura, Member (Department of Electrical Engineering, Osaka University), Tokio Kihara, Member (Department of Electrical Engineering, Fukui Institute of Technology), Hiromichi Yokoyama, Member, Yoshihiro Moriyama, Non-Member, Toshihiro Miyazaki, Member & Tetsuji Itoh, Member (Sumitomo Electric Industries, LTD).

松浦虔士：正員，大阪大学工学部電気工学科

木原登喜夫：正員，福井工業大学

横山弘道：正員，住友電気工業株式会社

盛山吉博：非会員，住友電気工業株式会社

宮崎俊博：正員，住友電気工業株式会社

伊藤哲二：正員，住友電気工業株式会社

Cx: X相導体の中心, Cy: Y相導体の中心
Cz: Z相導体の中心, r_{in} : 導体内半径,
 r_o : 導体外半径
 $S_{i,h}$: セグメント導体内の第 i 層第 h 周の素線
 θ : 0 度近傍から 360 度近傍までの任意の角度

$$\begin{aligned} \overline{C_x P} &= D_x & \overline{C_x C_y} &= \overline{C_x C_z} = D (D \gg 2r_o) \\ \overline{C_y P} &= D_y & \overline{C_y C_z} &= D r_x \\ \overline{C_z P} &= D_z & (D r_z \text{ は必ずしも } D \text{ に等しいとは限らない}) \end{aligned}$$

図 1 導体配列

Fig. 1. Layout of conductors.

図 2 セグメント導体内の素線構成

Fig. 2. Formation of strands in one segment.

位置する第 h 周の素線の数を m_h 本とする。こうすると、第 h 周の素線群のうち、第 $(2n-h)$ 層に位置する素線の本数は、 $\{M_h - m_h - 2(2n-2h-1)\}$ 本である (但し、 $h=1, 2, \dots, n-1$)。 $h=n$ の場合は $M_n=1$ であり、第 n 層第 n 周の位置にのみ 1 本の素線が存在する。

〈2・3〉 相電流の各素線への分布 上述の素線配列を考慮すれば、同一周に属する各素線には等しい電流が流れると考えられる。そこで、第 h 周 ($h=1, 2, \dots, n$) の素線 1 本に流れる電流を $d_h I_x$ とする。 d_h が求まれば、相電流の各素線への分布が決定されることになる。 d_h は次のようにして求められる。

導体単位長さの電圧降下量を $\hat{V} (=v_I + jv_{II})$ とし、第 h 周の素線 1 本に鎖交する単位長平均磁束を ϕ_h と

すると次式が成り立つ。

$$R_h d_h \hat{I}_x + j\omega \phi_h = v_I + jv_{II} \quad (h=1, 2, \dots, n) \quad (1)$$

但し、 R_h は該素線 1 本の導体単位長当りの直流抵抗である。 $\hat{I}_x$ は実軸上にとり、 I_x としても一般性を失わないので、以後 $\hat{I}_x = I_x$ とする。 d_h は、 α_h と β_h を実数とし、次式であらわす。

$$d_h = \alpha_h + j\beta_h \quad (h=1, 2, \dots, n) \quad (2)$$

次に、電流 I_x, I_y, I_z が作る磁束のうち、図 1 に示した素線 $S_{i,h}$ に鎖交する磁束をそれぞれ $\phi_{xi}, \phi_{yi}, \phi_{zi}$ とし、素線 $S_{i,h}$ において素線内電流と鎖交する磁束を ϕ_{int} とする。そして、素線 $S_{i,h}$ に鎖交する全磁束 $\phi_{i,h} (= \phi_{xi} + \phi_{yi} + \phi_{zi} + \phi_{int})$ を、素線 $S_{i,h}$ の 1 ピッチの長さ区間において平均化すると ϕ_h が求まり結果は (3) 式であらわされる。

(3) 式の ϕ_h には、 I_y および I_z の作る磁束も考慮しているので、近接効果も考慮したことになる。また実験でよく用いられる単相往復回路の場合でも、 ϕ_h は (3) 式と全く同じ形の式になる。

$$\phi_h = \phi_{hI} + j\phi_{hII} \quad (3)$$

但し、

$$\phi_{hI} = \left\{ \left(\sum_{j=1}^n \psi_{hj} \alpha_j \right) + (\mu/2\pi) \ln(D/r_o) \right\} I_x$$

$$\phi_{hII} = \left(\sum_{j=1}^n \psi_{hj} \beta_j \right) I_x$$

$$\begin{aligned} \psi_{hj} &= (u/M_h) (\mu/4\pi) \{ (r_o - r_{in}) / (2n-1) \} \\ &\times \left[m_h \sum_{k=h}^{2n-2} (\omega_{j,k} + \omega_{j,k+1}) \right] \end{aligned}$$

表 1 記号の説明 (図 1 ~ 図 3 に示した記号は除く)

Table 1. List of symbols.

記号	説明
ϕ_h	第 h 周に属する素線 1 本に鎖交する単位長平均磁束
ϕ_{hI}	ϕ_h の実数部
ϕ_{hII}	ϕ_h の虚数部
d_j	第 j 周 ($j=1, 2, \dots, n$) の 1 本の素線に流れる電流を $d_j I_x$ とする (I_x は X 相導体の相電流)
α_j	d_j の実数部
β_j	d_j の虚数部
u	1 相の導体のセグメント導体の数 (分割数)
n	一つのセグメント導体の周の数
M_h	第 h 周に属する素線の本数
m_h	第 h 層に位置する第 h 周の素線の本数
$l_{j,h}$	一つのセグメント導体の断面において、第 j 周に属する素線のうちで第 1 層から第 h 層までにある素線の本数
$\omega_{j,k}$	$l_{j,k}/r_h$
B_h	第 k 層と第 $(k+1)$ 層の境界部分の磁束密度
μ	素線の透磁率
ρ	素線の抵抗率
R_h	第 h 周の素線 1 本の導体単位長当り直流抵抗
ω	角周波数 ($=2\pi f$)

$$\begin{aligned}
& +2 \sum_{k=h+1}^{2n-2} (w_{j,k} + w_{j,k+1}) + \dots \\
& +2 \sum_{k=2n-h-1}^{2n-2} (w_{j,k} + w_{j,k+1}) \\
& + \{M_h - m_h - 2 \times (2n - 2h - 1)\} \\
& \times \sum_{k=2n-h}^{2n-2} (w_{j,k} + w_{j,k+1}) + K(M_h/u) \\
& \times \{(2n-1)/2u(r_0 - r_{in})\}
\end{aligned}$$

($h=1, 2, \dots, n$, 但し $j \neq h$ の場合 $K=0$, $j=h$ の場合 $K=1$)

上式の中にあられる記号の意味は表1に示すと

$$\begin{pmatrix} R_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & R_2 & & \\ \vdots & & \ddots & \\ 0 & \dots & 0 & R_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -V_{11} & -V_{12} & \dots & -V_{1n} \\ -V_{21} & -V_{22} & \dots & -V_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -V_{n1} & -V_{n2} & \dots & -V_{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -1 & 0 \\ \vdots & \vdots \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} & \dots & V_{1n} \\ V_{21} & V_{22} & \dots & V_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ V_{n1} & V_{n2} & \dots & V_{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & R_2 & & \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & R_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 0 & -1 \\ \vdots & \vdots \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \vdots \\ \beta_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -(\mu/2\pi)\omega \ln(D/r_0) \\ -(\mu/2\pi)\omega \ln(D/r_0) \\ \vdots \\ -(\mu/2\pi)\omega \ln(D/r_0) \end{pmatrix} \dots (6)$$

$$\begin{pmatrix} uM_1 & uM_2 & \dots & uM_n \\ 0 & 0 & \dots & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \dots & 0 \\ uM_1 & uM_2 & \dots & uM_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ \vdots & \vdots \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_1 \\ \gamma_2 \\ \vdots \\ \gamma_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}$$

但し, $V_{hj} = \omega \phi_{hj}$ ($h, j=1, 2, \dots, n$)

(2.4) 素線内うず電流分布 X 相導体に流れる相電流による磁束密度のみを考慮し, X 相導体内の第 i 層第 h 周の素線 $S_{i,h}$ に生ずるうず電流の密度分布を計算する。 Y および Z 相電流の影響は, 相間距離が導体径に比し十分大きい場合を想定し無視する。これは素線内うず電流による抵抗の増分のうち, 近接効果による分を無視することを意味するが, 相間距離が導体平均半径の 10 倍程度以上ならば, この分は極めて小さく無視しても実用上問題とならない。

図3は, 素線 $S_{i,h}$ 内のうず電流分布を計算するために設定した座標系を示す。導体中心から半径方向に沿って, 素線 $S_{i,h}$ の中心 O を基点とした座標 x を設定する。素線内うず電流回路のリアクタンス分は抵抗分に比し, 極めて小さいので, x の位置の斜線で示した厚さ dx のシート状の部分に流れるうず電流の密度を I_{xi} とする。

さて, 導体単位長当たり図3の斜線で挟まれた部分に鎖交する磁束 ϕ_i は, 平均化近似をして次式で計算される。

$$\phi_i = x(\dot{B}_{i-1} + \dot{B}_i) \dots (7)$$

但し, $\dot{B}_{i-1}$ および $\dot{B}_i$ は, それぞれ第 $(i-1)$ 層と

りである。更に, 1本の導体のセグメントの合計数が u 個であることから

$$u \sum_{j=1}^n M_j \alpha_j = 1, \quad u \sum_{j=1}^n M_j \beta_j = 0 \dots (4)$$

また,

$$v_I/I_X = \gamma_1, \quad v_{II}/I_X = \gamma_2 \dots (5)$$

とおくと, (1)~(5)式から, $2n+2$ 個の未知数 ($\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n, \beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n$ および γ_1, γ_2) に対し, (6)式で示す $2n+2$ 元の連立一次方程式が得られる。

(6)式を解けば, 相電流の各素線への分布が決定される。

第 i 層の境界部分および第 i 層と第 $(i+1)$ 層の境界部分における磁束密度である。

常温以上の銅あるいはアルミ導体を対象と考えた場合, 図3斜線部分で構成されるうず電流回路のリアクタンス分は素線径が小さいので, 抵抗分に比して無視できる。従って, ϕ_i と I_{xi} の間には次の関係が成り立つ。

$$2\rho I_{xi} = j\omega \phi_i \dots (8)$$

一方, 第 j 周の素線1本に流れる電流が $a_j I_X$ であ

図3 素線 $S_{i,h}$ に流れるうず電流

Fig. 3. Eddy current circulating in the strand of $S_{i,h}$.

り、全セグメント個数が u であるから $\dot{B}_i, \dot{B}_{i-1}$ は各電流成分によって生ずる磁束密度を積算し、次式であらわせる。

$$\left. \begin{aligned} \dot{B}_i &= (u\mu/2\pi) I_X \sum_{j=1}^n w_{j,i} \dot{a}_j \\ \dot{B}_{i-1} &= (u\mu/2\pi) I_X \sum_{j=1}^n w_{j,i-1} \dot{a}_j \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

(7)~(9)式から $\dot{I}_{xi}$ が次のように求まる。

$$\dot{I}_{xi} = j(\omega/\rho)(\mu/4\pi)u \left\{ \left(\sum_{j=1}^n w_{j,i-1} \dot{a}_j \right) + \left(\sum_{j=1}^n w_{j,i} \dot{a}_j \right) \right\} I_X x \dots\dots\dots (10)$$

〈2・5〉 交流実効抵抗および表皮効果係数 図3

に示した素線 $S_{i,h}$ における座標 x での素線長さ方向に流れる電流密度を $\dot{I}_{i,h}$ とすると、 $\dot{I}_{i,h}$ は素線断面を均一に流れるとした相電流とず電流との合成電流密度であらわせるので、

$$\dot{I}_{i,h} = (4/\pi d^2) \dot{a}_h I_X + \dot{I}_{xi} \dots\dots\dots (11)$$

この $\dot{I}_{i,h}$ を用いて、素線 $S_{i,h}$ の単位長当りの発生損失 $p^{(i,h)}$ が次式で計算される。

$$p^{(i,h)} = 2\rho \int_{-d/2}^{d/2} |\dot{I}_{i,h}|^2 \sqrt{(d/2)^2 - x^2} dx \dots\dots\dots (12)$$

(2), (10) および (11) 式の関係を (12) 式に代入し、(12) 式の積分を実行すると、

$$\begin{aligned} p^{(i,h)} &= (4\rho/\pi d^2)(\alpha_h^2 + \beta_h^2) I_X^2 \\ &\quad + (\pi\omega^2/4\rho)(\mu u d^2/16\pi)^2 \\ &\quad \times \left\{ \left[\sum_{j=1}^n (w_{j,i-1} + w_{j,i}) \alpha_j \right]^2 \right. \\ &\quad \left. + \left[\sum_{j=1}^n (w_{j,i-1} + w_{j,i}) \beta_j \right]^2 \right\} I_X^2 \\ &\quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

(13) 式を i について平均すると、第 h 周の素線 1 本の単位長当りの損失 $\bar{p}^{(h)}$ が求まる。

いま、

$$\begin{aligned} f_i &= \left\{ \sum_{j=1}^n (w_{j,i-1} + w_{j,i}) \alpha_j \right\}^2 \\ &\quad + \left\{ \sum_{j=1}^n (w_{j,i-1} + w_{j,i}) \beta_j \right\}^2 \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

とおけば、図2を参照して

$$\begin{aligned} \bar{p}^{(h)} &= (4\rho/\pi d^2)(\alpha_h^2 + \beta_h^2) I_X^2 \\ &\quad + (\pi\omega^2/4\rho M_h)(\mu u d^2/16\pi)^2 \\ &\quad \times [m_h f_h + 2f_{h+1} + \dots + 2f_{2n-h-1} \\ &\quad + \{M_h - m_h - 2(2n - 2h - 1)\} \\ &\quad \times f_{2n-h}] I_X^2 \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

($h=1, 2, \dots, n$, 但し、 $h=n$ の場合 $M_n=$

$m_n=1$ で右辺〔 〕の第1項までをとる)

次に、 X 相導体全体で発生する交流損失を単位長当り P_X とすると

$$P_X = u \left\{ \sum_{h=1}^n M_h (1+k_h) \bar{p}^{(h)} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

但し、 k_h は第 h 周の素線のより込率である。

従って、 X 相導体の単位長当りの交流実効抵抗を R_{ACX} とすると、(15) および (16) 式の関係を用いて、 $R_{ACX} = P_X / I_X^2$ から R_{ACX} が計算できる。また R_{DCX} は、

$$\frac{1}{R_{DCX}} = \frac{\pi d^2 u}{4\rho} \sum_{h=1}^n \{M_h / (1+k_h)\} \dots\dots\dots (17)$$

とあらわせるので、表皮効果係数 $\lambda = (\text{交直抵抗比} - 1) \times 100\%$ は次のように求まる。

$$\begin{aligned} \lambda/100 &= u^2 \left\{ \sum_{h=1}^n \{M_h / (1+k_h)\} \right\} \\ &\quad \times \left\{ \sum_{h=1}^n M_h (1+k_h) (\alpha_h^2 + \beta_h^2) \right\} \\ &\quad + (\omega\mu u^2 d^3/64\rho)^2 \\ &\quad \times \left\{ \sum_{h=1}^n \{M_h / (1+k_h)\} \right\} \sum_{h=1}^n (1+k_h) \\ &\quad \times [m_h f_h + 2f_{h+1} + \dots + 2f_{2n-h-1} \\ &\quad + \{M_h - m_h - 2(2n - 2h - 1)\} \\ &\quad \times f_{2n-h}] - 1 \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

($h=1, 2, \dots, n$, 但し、 $h=n$ の場合 $M_n=m_n=1$ とし、右辺の中の $[m_h f_h + 2f_{h+1} + \dots]$ は第1項のみをとる)

(18) 式で λ を計算するためには、より込率 k_h ($h=1, 2, \dots, n$) のデータを必要とする。しかし、通常 $k_h \ll 1$ であり、 k_h の平均値を $k = \left(\sum_{h=1}^n k_h \right) / n$ とすると、(18) 式において Σ 記号の中に入っている $(1+k_h)$ および $1/(1+k_h)$ はそれぞれ近似的に $(1+k)$ および $1/(1+k)$ として Σ 記号の外へ出せるので、各素線のより込率を考慮せず、次式で λ を計算しても実用上差支えない。すなわち

$$\begin{aligned} \lambda/100 &= u^2 \left\{ \sum_{h=1}^n M_h \right\} \left\{ \sum_{h=1}^n M_h (\alpha_h^2 + \beta_h^2) \right\} \\ &\quad + (\omega\mu u^2 d^3/64\rho)^2 \\ &\quad \times \left\{ \sum_{h=1}^n M_h \right\} \sum_{h=1}^n [m_h f_h + 2f_{h+1} + \dots \\ &\quad + 2f_{2n-h-1} + \{M_h - m_h - 2(2n - 2h - 1)\} \\ &\quad \times f_{2n-h}] - 1 \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

($h=1, 2, \dots, n$, 但し、 $h=n$ の場合 $M_n=m_n=1$ とし、右辺〔 〕内は第1項のみをとる)

表皮効果係数を与える上記(19)式は、現実の導体に

おける素線配列を忠実に反映しているの、導体サイズの如何にかかわらず、正確な λ が算出できる。ところが、従来報告されている分割導体の表皮効果係数算出理論では、各々のセグメント導体（扇形）を断面積が等しい等価円柱に置換するという近似を導入している⁽⁶⁾。今回著者らが新しく導出した(19)式では、そのような近似を全く排除している点が特長といえる。このことを応用の観点からみれば、ミクロな素線配列の差異が表皮効果係数に与える影響を直接計算によって明らかにすることが可能になったということである。

すなわち、特に構造設計の面で自由度の大きい大サイズ導体の最適設計を行なう場合に本理論の偉力が発揮されるといえる。

上記のことに関連した具体的な計算は、あとの第4章で行なうが、その前に上記理論の妥当性を検証するための実験を行なった。これを次章に記述する。

3. 実導体における理論値と実測値の比較

前述の理論式の妥当性を検証するため、実規模の素線絶縁分割大導体を試作し、種々の導体温度（導体の温度上昇は、通電による）で交流実効抵抗を実測し、理論値と実測値との比較を行なった。なお、理論計算に際しては、実導体の断面形状を観察した結果から表2(a)のケース3に示す素線配列を使用した。

〈3・1〉 試料 断面積が、5,500mm²の素線絶縁分割導体（導体外径：101.8mm，導体内径：38.0mm，分割数：9，周の数：6，材質：銅）を試作した。各素線の絶縁皮膜材としては、ポリビニルホルマール樹脂（厚み：10 μ m）を使用した。製造途中のセグメント成形後および導体集合後の完成品（約10m）でこれらの素線間の抵抗をテスターによって測定したが、いずれも10M Ω 以上であり、各素線間が完全に絶縁されていることを確認した。

〈3・2〉 測定方法 交流実効抵抗の測定は、一般に導体に交流を通電することによって行なわれるが、電気的な測定に際しては、電圧および電流の測定用リード線に電磁誘導が重畳することから測定に誤差が生ずる可能性がある。また、交流電力計のように力率の低下が誤差の要因となる測定器もあり、現在まで報告例^{(7)・(9)}はあるもののいまだ標準的な方法が確立されていない。従って、今回特に従来にない大サイズの導体について測定することを考慮して、次の(1)、(2)の電気的測定法に加えて、(3)に示す熱的測定法をも採用した。

- (1) 交流電位差計法
- (2) 交流電力計法

図4 交流実効抵抗の測定回路
（電気的な測定方法）

Fig. 4. AC resistance test circuit.

(3) 温度飽和法

(1)および(2)の測定方法では、図4に示すように測定点両端からの電圧測定用リード線を導体の直上に密着して沿わせ、試料の中央でより合せて測定器まで配線した。電圧測定有効長としては、導体のより合わせピッチと測定スペースの制約を考慮して、3ピッチの約7.6mとした。また電流測定用リード線もC.T.から測定器まで同様により合わせ配線することによって、極力電磁誘導の影響を受けなくなるようにした。導体の温度は導体に交流を通電することによって上昇させ、導体表面はけい酸塩を主成分とした断熱材（約25mm厚）で保温した。なお、交流電力計の力率による誤差は、測定電圧と測定電流の位相差が約71°~72°であったため、約0.2%以下で無視できる範囲であった。(3)の温度飽和法では、熱抵抗が既知の上記断熱材を使用した（実際には、導体の直流抵抗の測定の際、直流通電時の導体の温度上昇から熱抵抗を算出しておく。また熱抵抗の測定は、精度を考慮し温度上昇幅を大きくとりうるよう導体に2,000A以上の電流を通電し、導体温度50℃以上で行なった）。そして導体に交流を通電し、導体温度上昇が飽和した状態で温度上昇値と電流値から交流実効抵抗を算出した。

この測定方法では、上述の電気的測定方法のような電磁誘導などによる測定誤差は入らない。一方、断熱材の熱抵抗が断熱材の温度によって変化すること、導体長さ方向にわたって温度が一定でないなどのために誤差を生じる可能性がある。しかし、測定した導体の温度範囲約50℃~85℃に対して、導体長さ方向にわたって温度の変化は最大2.8℃であったことから測定結果への影響は無視できる程度であった。

〈3・3〉 理論値と実測値の比較 前記3測定方法による実測値を図5に導体温度と表皮効果係数の関係として示した。交流電位差計と交流電力計による実測値はほぼ一致しているが、温度飽和法による実測値はこれら電気的測定法に比較し、各導体温度について約25%低い値を示している。この差異の原因について

は、明確に示すことは困難であったが、実用上の問題である交直抵抗比ではこの差は約4%相当であり、実用上は許容し得る範囲と考える。

理論値の方は、表2(a)のケース3に示すような素線配列に対し計算して得たものである。図5に示すように3測定方法による実測値のほぼ中間に理論値が存在することから、実用面から妥当な値であると考えられる。電力ケーブルの導体の素線配列は、一般に本計算法で用いた配列よりも複雑である。しかし、このよう

図5 表皮効果係数の実測値と理論値との比較
Fig. 5. Measured versus calculated skin effect coefficient.

表 2

Table 2.

(a) 素線配列のデータ (図5～図8の計算に使用)

(a) Formation of strands used for calculation of Fig. 5~8.

周 No. ケース No.	$M_h - m_h - 2(2n - 2h - 1)$						m_h					
	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
1	10	7	6	5	3	1	2	3	2	1	1	1
2	9	8	6	5	3	1	3	2	2	1	1	1
3	9	7	6	5	3	1	3	3	2	1	1	1
4	9	7	7	5	3	1	3	3	1	1	1	1
5	9	7	6	6	3	1	3	3	2	0	1	1
6	9	7	6	5	4	1	3	3	2	1	0	1

(b) 表皮効果係数と素線の電流ベクトルの分散との関係
(ケース3の λ, S, δ を1とする)

(b) Effect of S and δ defined in equation (18) on the skin effect coefficient.

ケース No.	表皮効果係数 λ (相対値)	電流ベクトルの絶対 値の2乗の和 S (相対値)	電流ベクトルの 角度分散 δ (相対値)
1	1.41	1.06	1.12
2	1.05	1.01	1.04
3	1	1	1
4	0.94	0.99	0.995
5	0.92	0.987	0.95
6	0.90	0.985	0.94

に比較的単純な配列で十分実用的な表皮効果係数を推測できることが確認できたので、以下この配列で導体の最適構造を模索することとした。また、素線配列の差異が、表皮効果係数に与える影響についても次章で考察する。

4. 導体の構造と表皮効果係数の関係

導体の構造は、最終的には製造上や布設上の制約なども考慮の上で決定されるが、素線絶縁の効果が増える大導体ほど構造設計上、即ち分割数、導体内外径比、素線本数などの自由度が大きくなる。本章では表皮効果に及ぼす諸要因つまり導体断面積、分割数、導体内外径比、素線配列、周の数と表皮効果係数との関係について検討した。

〈4.1〉 導体断面積と表皮効果係数の関係

素線絶縁分割導体および通常の素線非絶縁導体の表皮効果係数の導体断面積に対する関係を図6に示す。通常の導体の表皮効果係数は、JCSの計算式⁽⁴⁾に従った。また、素線絶縁分割導体の内外径比は、今回試作の導体と同様の0.373とした。図6から素線絶縁の効果は、顕著であることがわかる。周波数が60Hzの場合、今回試作した5,500mm²の素線絶縁9分割導体の表皮効果係数は、従来の素線非絶縁6分割導体の表皮効果係数約58%に対し約18%に低減する。これは、送電容量にして約16%の向上に相当するので素線絶縁の効果は大きいと言える。また実用サイズの2,500mm²でも、表皮効果係数は約19%から約4%に低減することからやはり大幅な効果のあることがわかる。

〈4.2〉 分割数および導体内外径比と表皮効果係数の関係 5,500mm²素線絶縁分割導体に関し、表皮効果係数と分割数の関係を導体内外径比をパラメー

図6 表皮効果係数と導体断面積の関係
Fig. 6. Relation between skin effect coefficient and conductor size.

タとして図7に示す。図から分割数が多くなるほど、表皮効果係数は低減し、特に分割数が少ない領域ではその傾向が著しいことがわかる。また分割数が10以上では低減の度合いに飽和の傾向があり、これ以上の分割は余り効果がない。一方、内外径比が大きいほど、表皮効果係数は大幅に低減しその効果は分割数の効果よりも大きい。また周波数が50Hzと60Hzの場合を比較すると、50Hzでの内外径比:0.5と60Hzでの内外径比:0.6の表皮効果係数はほぼ等しい値と

図7 導体構造と表皮効果係数の関係
Fig. 7. Relation between skin effect coefficient and conductor structure.

図8
Fig. 8.

なる。従って周波数の相違が、導体の構造設計に大きな影響を及ぼす可能性があることがわかる。

〈4.3〉素線配列と表皮効果係数の関係 5,500 mm² 素線絶縁9分割導体に関し、表2(a)のケース1~6に示すように、素線配列を変化した場合の表皮効果係数を表2(b)に示す。但し、表2(b)ではケース3の表皮効果係数の値を1として相对比较を行なった。この素線配列と表皮効果係数の関係を考察するため、各周ごとの素線1本に流れる電流 $\dot{a}_j$ のベクトル分布をケース1, 3, 4につぎ、図8(a), (b)に示す。図8(a), (b)から同周内の最内層の素線1本を該当する周の最外層に移行させると周の電流ベクトルは位相が進むことがわかる。ところが、素線の位置が変化しても他の周の電流ベクトルは(4)式に示すように、全ての周の電流ベクトルの総和が一定であるように変化する。そのために同図(a)のケース1の場合は、ケース3と比較して電流ベクトルの相対的な位相差が増加している。同図(b)の場合は、(a)とは反対にケース4の方がケース3よりも電流ベクトルの位相差は減少している。この電流ベクトル間相互の位相差が電流ベクトルの分散の程度を示すものであり、これは定量的に各周の電流ベクトルの絶対値の2乗の総和 S および各周の電流ベクトルの角度総和 δ で次式のようにあらわされる。

$$S = \sum_{h=1}^n M_h (\alpha_h^2 + \beta_h^2), \quad \delta = \sum_{h=1}^n \arg \{ M_h (\alpha_h + j\beta_h) \} \quad (20)$$

この分散量 S と δ をケース1からケース6について計算した結果を、表皮効果係数の場合と同様にケース3の値を1とし表2(b)に示す。同表(b)から分散量 S および δ が小さいほど、表皮効果係数は低減することがわかる。また最外周の素線配列の変化が、表皮効果係数に最も大きな影響を与えることもわかる。なお、(20)式で定義した分散量 S は、(19)式の右辺の第1項の中にあらわれており、結局この値が常温以上の銅あるいはアルミ導体の表皮効果係数に大きな影響を与えていると言える。

〈4.4〉周の数と表皮効果係数の関係 5,500 mm² 素線絶縁9分割導体に関し、表皮効果係数と周の数の関係を表3の素線配列設計例に従い、計算した結果を図9に示す。周の数が増えると、実際上考えられる素線配列の組み合わせが増加し、配列の差異によって表皮効果係数が変化することが予想される。

従って、実際の導体の表皮効果係数の評価は、表3に示すような現実と考えられる導体の素線配列のすべての組み合わせに対して計算した表皮効果係数の値を

平均化することによって行なうのが妥当である。ここに、表3の素線配列は、最内周を除いて、 $0.2 \leq m_h / \{M_h - m_h - 2(2n - 2h - 1)\} \leq 0.5$ とした。

図9から、周の数が多いほど表皮効果係数は低減し

表3 素線配列のデータ(図9の計算に使用)

Table 3. Formation of strands used for calculation of Fig. 9.

周の数	周の番号	$M_h - m_h - 2(2n - 2h - 1)$	m_h
4	1	6	2
	2	5	1
	3	3	1
	4	1	1
5	1	7, 8	3, 2
	2	6	2
	3	5	1
	4	3	1
	5	1	1
6	1	8, 9, 10	4, 3, 2
	2	7, 8	3, 2
	3	6	2
	4	5	1
	5	3	1
	6	1	1
7	1	10, 11	4, 3
	2	8, 9, 10	4, 3, 2
	3	7, 8	3, 2
	4	6	2
	5	5	1
	6	3	1
	7	1	1
8	1	11, 12, 13	5, 4, 3
	2	10, 11	4, 3
	3	8, 9, 10	4, 3, 2
	4	7, 8	3, 2
	5	6	2
	6	5	1
	7	3	1
	8	1	1

図9 周の数と表皮効果係数の関係

Fig. 9. Relation between skin effect coefficient and the number of strand layers.

特に周の数が4~6でその傾向は著しく、6周以上の周の数では飽和の傾向があることがわかる。

5. む す び

電力ケーブル用の分割導体は素線をより合わせ扇形に圧縮成形したセグメント導体を更に集合した複雑な多導体構造である。この分割導体の交流実効抵抗の計算式は、JCS-168号などに適用範囲の限られる半経験式が示されているものの⁽⁴⁾⁽⁵⁾、理論式は確立されていない。そこで、本論文では導体の形状および素線配列に関する情報を正確に計算式の中にとり入れた素線絶縁分割導体の新しい交流実効抵抗の理論式を導出した。また、5,500 mm²の素線絶縁9分割導体の交流実効抵抗を測定し、理論値と比較した結果、理論式の妥当性が検証できた。

次に、本理論式を用いて素線絶縁分割導体の表皮効果係数を算出し、結果を断面積、分割数、内外径比、周波数、素線配列、周の数などの関係で示し、最適構造を模索した。特に素線配列との関係については、素線の電流ベクトルの分散を考察することによって説明した。

以上、素線絶縁分割導体の交流実効抵抗の新しい理論計算法を紹介し、その実用性を確認した。

(昭和57年1月25日受付、同57年9月28日再受付)

文 献

- (1) 杉山, 他: 「電力ケーブル用大サイズ導体の表皮効果」 昭52 電気学会東京支部大 No. 121
- (2) 杉山, 他: 「層絶縁分割導体の開発」 昭54 電気学会東京支部大 No. 139
- (3) 深川, 他: 「表皮効果低減導体の開発」 昭55 電気学会全大 No. 587
- (4) 日本電線工業会: 「電力ケーブルの許容電流」 JCS, 第168号D (昭55)
- (5) J. H. Neher & M. H. McGrath: "The Calculation of the Temperature Rise and Load Capability of Cable Systems", *Trans. Amer. Inst. Elect. Engr.*, **76**, (pt. III), p. 752 (Oct. 1957)
- (6) 杉山, 他: 「低表皮効果大サイズ分割導体の開発」 電気学会電線・ケーブル研究会資料 EC-80-3, 21 (昭55)
- (7) C. Katz, et. al.: "Progress in the Determination of AC/DC Resistance Ratios of Pipe-Type Cable Systems", *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, **PAS-97**, No. 6, p. 2262 (Nov/Dec. 1978)
- (8) M. Takaoka, et. al.: "Development of Flexible Joint for Large Capacity Submarine O.F. Cable", *IEEE 1979 PES Summer Meeting*, F79, 611-5 (1979)
- (9) 秋田, 他: 「極低温ケーブルの交流導体損失について」 昭55 電気学会全大 No. 1126