

2接触線の高周波通電に於ける近接抵抗に関する自由電子論的考察

正員 大島修三 正員 柏葉安兵衛 非会員 馬場 守 正員 藤原民也 (岩手大学)

A Consideration for Proximity Resistance of Two Wires in Contact

Based on Free Electron Scheme under High-Frequency Current

Shuzo Oshima, member, Yasube Kashiwaba, member, Mamoru Baba,

non-member and Tamiya Fujiwara, member (Iwate University)

Proximity resistance to high-frequency current conducted with same direction in contact has been analyzed, taking Lorentz and Coulomb forces into considerations.

As a result, displacement of conducting carriers caused by the proximity effect, forms the new current distribution with three components, that is, skin effect, Lorentz force and Coulomb force components without the boundaries of carriers.

Based on this consideration, the ratio of ac resistance to the dc one has been calculated, using Cassinian ovals. The calculated resistance was in agreement with experimental value within 10%.

キーワード: 近接効果, 表皮効果, 変成器, カシニ座標

1. まえがき

電子機器の小型化に伴い部品の高周波化が一層求められ変成器等の巻線部品も200kHz~1MHzで駆動されるようになって、周波数の増加とともに表皮効果および近接効果による損失が著しくなってきた。

表皮効果および近接効果については、Maxwellの電磁理論を基礎に、異方向通電についてすでにPoynting Vector, Bessel関数を用いた解析がJ. R. Carsonらによりなされている。¹⁾ また、同方向通電についての解析は筆者らが同じ手法で解析を行った。²⁾ しかし、これらの解析は表皮効果および近接抵抗を鎖交磁界中の自由電子の変位などの挙動に基づいて解析したものではない。

そこで、筆者らは最も基本的な同方向通電の場合をとり上げ、2線接触導体における自由電子論的な解析手法により、銅線断面内の高周波時の通電分布を求めることを試みた。すなわち、同方向通電の場合、2線間にLorentz力が作用することにより電子変位が生じ、その電子変位で生じた正電荷により反接点側の電子はCoulomb力により引き寄せられる。寄せられた電子はLorentz力による電子変位に加えられ、通電分布が形成されるとして考察した。

以上の考察を基礎に形成された電子変位をCassinian座標³⁾上に描いてその通電面積を求め、直流通電面積との比から交流直流抵抗比を計算し実測値の差が10%以内である

ことを確認した。なお、このような手法による近接抵抗に関する研究は見当らず、新たな研究手法を提案するものである。

2. Lorentz力による電子変位

〈2-1〉 平行2線の同方向通電におけるLorentz力

図1-(a)は平行2線に同方向に通電した場合の2線間に働く吸引力Fを示す。この場合、内部の通電電子は図1-(b)のように反接点の外周に寄り、また、異方向通電の場合は線間に反発力が作用し、内部通電電子は内側になることが知られている。一般にこの現象を近接効果とよぶ。図1-(a)の吸引力Fは2線の電流が同一で、その実効値をIとすると(1)式のように表される。なお、dは通電線間距離を示す。

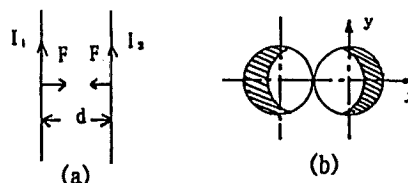


図1 2線同方向通電時の吸引力
と線内電子分布

Fig.1. The force between two wires (a) and, the distribution of electrons under same directional currents, (b).

$$F = \frac{\mu I^2}{2\pi d} = I \times B = I \times \mu H \quad (\text{N/m}) \quad (1)$$

さて、この2接触平行銅線のうち、一方の線の断面内を電子線電流として電子が一定の速度で通過しているものとする。つぎに、もう一本の線に通電した場合、式(1)に示すLorentz力なる吸引力が線全体に作用する。しかしながら、線全体にFなるLorentz力が作用するのみならず電子線電流一本一本にFなるLorentz力が作用するものと筆者らは考えた。

〈2・2〉 電子線電流の運動方程式 磁界内で運動する電子の運動方程式は一般に(2)式で表され⁶⁾、電子線電流は電流方向の電子の流れであると同時に通電断面内の電子運動として表しうる。なお、(2)式の z の上のドットは速度を表す。

$$m_i \frac{d^2 z_i(t)}{dt^2} = e_i E(z_i(t)) + e_i \dot{z}_i(t) \times B(z_i(t), t) \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} m_1 \\ \vdots \\ m_i \\ \vdots \\ m_n \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{d^2 z_1(t)}{dt^2} \\ \vdots \\ \frac{d^2 z_i(t)}{dt^2} \\ \vdots \\ \frac{d^2 z_n(t)}{dt^2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_1 \\ \vdots \\ e_i \\ \vdots \\ e_n \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E(z_1(t), t) \\ \vdots \\ E(z_i(t), t) \\ \vdots \\ E(z_n(t), t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} e_1 \dot{z}_1(t) \\ \vdots \\ e_i \dot{z}_i(t) \\ \vdots \\ e_n \dot{z}_n(t) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} B(z_1(t), t) \\ \vdots \\ B(z_i(t), t) \\ \vdots \\ B(z_n(t), t) \end{bmatrix} \quad (3)$$

(3)式は離散した個々の電子のCoulomb力と式の右辺の2項に示されている電子線電流によるLorentz力からなる運動方程式である。ここで、筆者らは(4)式の右辺の2項のように、電子線電流の全体を代表する電流(以後代表電流とよぶ)にLorentz力が作用するとした。

$$\begin{bmatrix} m_1 \\ \vdots \\ m_i \\ \vdots \\ m_n \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{d^2 z(t)}{dt^2} \\ \vdots \\ \frac{d^2 z(t)}{dt^2} \\ \vdots \\ \frac{d^2 z(t)}{dt^2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_1 \\ \vdots \\ e_2 \\ \vdots \\ e_n \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E(z_1(t), t) \\ \vdots \\ E(z_i(t), t) \\ \vdots \\ E(z_n(t), t) \end{bmatrix} + \sum_{i=1}^n e_i \dot{z}_i(t) \delta^3(x - z_i(t)) \times \begin{bmatrix} B(z_1(t), t) \\ \vdots \\ B(z_i(t), t) \\ \vdots \\ B(z_n(t), t) \end{bmatrix} \quad (4)$$

このように孤立的な運動が許されない電子線電流群をCassinian座標⁷⁾で示される写像関数の関係からつぎのように考察した。ここで、Cassinian座標は一般に同極の電荷をもつ静電界の解析に使用されているが、また同方向同一電流の磁界の解析にも一般に使用されている。図2はそのCassinian座標を示す。

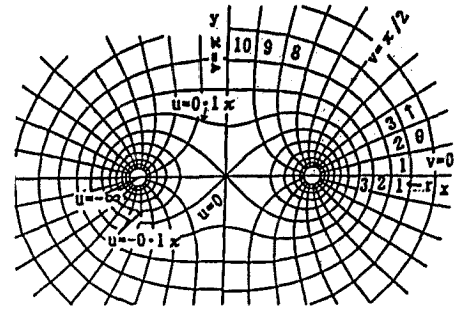


図2 Cassinian座標
Fig.2. Cassinian ovals.

$$z = a\sqrt{e^u + 1} \quad (5)$$

$$z = x + jy$$

$$w = u + jv$$

$$\nabla^2 E = \kappa \mu \frac{\partial E}{\partial t} \quad (6)$$

$$\nabla^2 E = \frac{1}{g_{11}} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial^2 u} + \frac{\partial^2 E}{\partial^2 v} \right) = \kappa \mu \frac{\partial E}{\partial t} \quad (7)$$

$$g_{11} = \frac{e^{2u}}{4\rho} \quad \rho = \sqrt{e^{2u} + e^{2v} \cos v + 1}$$

さて、Cassinian座標は(5)式に示すように w から z への複素平面の写像関係として表される。つぎに、表皮効果の電流密度 i は減衰方向の軸にそって0から ∞ にいたる指数関数の減衰曲線⁸⁾として表される。一方、Cassinian座標において中心の $u=-\infty$ は外から中心に向かう方向に u の軸をおくとこの軸は表皮効果の電流密度の減衰曲線に対応させることができる。また、導体内の電界は(6)式で示され、さらにCassinian座標は(7)式のように電界について表現すると、Cassinian座標は u の中心に向かう指数関数の減衰曲線で示される。従って、電界に導電率 κ を乗じて電流密度がえられる関係および以上の考察からCassinian座標を2接触線の電流密度の解析に適用することができる。また、(7)式から直流通電においては電界 E は一定であり、 u, v 値を均等に区分した場合、この区分を通過する直流電流は一定である。ここで、(7)式の g_{11} は計量係数である。以上の考察から、通電領域の u, v の各区分面積を求め、交流電流を直流電流として換算することにより、交流直流抵抗比を同じ基準で計算することができる。なお、この換算については第3節で触れることにする。

$$(z+1)(z-1) = a^2 e^{w_1 + w_2} \quad (8)$$

$$z = z' - 1 \rightarrow z'(z' - 2) = a^2 e^{w_1 + w_2} \quad (9)$$

$$z(z - c) = a^2 e^{w_1 + w_2} \quad (10)$$

つぎに、Cassinian座標において2線の同方向通電時の複素平面の z と w の写像関係は(5)式で表され、(8)式のように2つの円磁界の積で示され、 a はその半径である。ここで、(8)式の中心点は2円の接触点のため、中心点を一方の円中心に写すと(9)式となり、さらに2円中心間をベクトル c と

おくと(10)式がえられる。つぎに、(10)式をさらに拡大し n 個の電子線電流の写像関数の式に展開すると(11)式がえられる。なお、 c の添字 i は n 個の電子の i 番目のものを示す。

$$z \cdot \prod_{i=1}^{n-1} \left(z - \sum_{i=1}^{n-1} c_i \right) = a^n e^{w_0} + \sum_{i=1}^{n-1} w_i \quad (11)$$

さきの2接触同方向通電の(7)式で示された電界の式は直流ではLaplaceの式で表される。同様に、 n 個の電子線電流についての(11)式も隣接する2円の関係を拡張したものであるから、2円の場合に電流の中心を一方の中心点に移して解析できると同様に、(11)式の多円の解析においても n 個のうちの一つの当該点に電子線電流を電流の中心とすることが可能である。以上の考察から、電流中心点を当該電子線電流に代表電流の中心をおいてLorentz力を計算し、電子変位を求めて解析を進めることとする。

〈2・3〉 Lorentz力による電子変位 前節の代表電流 I を距離 d だけ離れた2線間に作用させたときのLorentz力 F は(1)式のとおりであるが、この式をもちいてつぎに導体内の電子変位 x を求める。外力として電界によるCoulomb力 eE が加わった場合、導体内の自由電子の平均速度 $\langle v_x \rangle$ は(12)式のようにFermi電子速度分布⁶⁾により表され、図3に示すようにFermi分布が変位した形で示される。なお、(13)式は緩和時間 τ 、(14)式はFermi速度 v 、(15)式はFermi波数 k を示す。 m は自由電子質量、 n は電子密度、 e は電子電荷、 E は電界の強さ、 \hbar はDirac定数を示す。

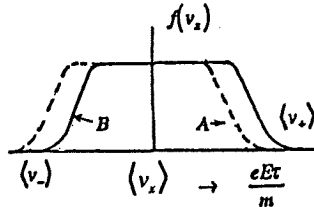


図3 Fermiの電子速度分布

Fig.3. The distribution of Fermi electron velocity.

$$\langle v_x \rangle = \frac{eE}{m} \tau \quad (12) \quad \tau = \frac{l}{v} \quad (13)$$

$$v = \frac{\hbar k}{m} \quad (14) \quad k = [3\pi^2 n]^{1/3} \quad (15)$$

(12)式は外力として電界すなわちCoulomb力が加わった場合のFermi速度の式であり、すでに報告されているが⁶⁾、今回は磁界によるLorentz力がCoulomb力と同等の物理的外力として作用するものとする。このときの自由電子速度の平均値は(12)式にならない(16)式となり、自由電子の運動エネルギーとLorentz力 F および変位は(17)式の関係で表される。これより、変位 x は(18)式で示される。

$$\langle v_x \rangle = \frac{F}{m} \tau = \frac{\mu I^2}{2\pi d \cdot m} \tau \quad (16)$$

$$\frac{1}{2} m \langle v_x \rangle^2 = F \cdot x \quad (17)$$

$$x = \frac{F}{2m} \tau^2 \quad (18)$$

(18)式から電子変位 x はLorentz力 F に比例する。ちなみに、両線に実効電流 $1A$ を通電し、線間距離 d を $5 \times 10^{-4} m$ として2線間に働く単位当たりの吸引力を計算すると $4 \times 10^{-4} N$ である。なお、このときのLorentz力による電子変位 x は $1.48 \times 10^{-5} m$ となる。

〈2・4〉 2接触銅線に於けるLorentz力による通電分布

以上の考察をもとに、2接触銅線に同方向通電した場合についてLorentz力により銅線内部の通電分布を求める。図4は2接触銅線の通電断面を示し、Lorentz力の作用する関係を示す。ここで、 a は銅線の半径、 t は絶縁皮膜厚を示す。図4において、左方の電線に1MHz、実効電流 $1A$ を通電

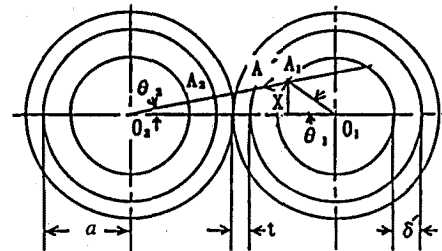


図4 Lorentz力作用点

Fig.4. Acting point of Lorentz force.

した場合、銅線断面内の1MHz、 $1A$ に相当する実効表皮深さ δ' を内周とする通電境界の内周と左方の円の角度 θ_2 の延長線との交点を流れる電子線電流の電子変位 x は(18)式より計算される。ここで、右方の電線の当該点 A_1 の代表電子電流と左方の線外周表面の最近地点 A_2 間にLorentz力が作用するとする。この最近地点との距離を $d (=A_1A_2)$ とすると、 d は(19)式で表される。これにより、各角度 θ_1 に対する実効表皮深さの δ' の内周面の各点のLorentz力による電子変位 x の座標点は(20)式で表され、この座標点をむすび θ_1 を変数として描くと、Lorentz力による実効通電領域は図5のようになる。なお、同図は通電分布の片側のみを示す。この図に示すように、同方向通電における通電領域は

$$d = A_1A_2 = [a^2(5 - 4\cos\theta_1) + 4a(2 - \cos\theta_1) - 2a\delta'(1 - 2\cos\theta_1) + (\delta'^2 + 4t\delta'\cos\theta_1 + 4t^2)]^{1/2} - a \quad (19)$$

$$[(a - \delta')\cos\theta_1 + X\cos\theta_2, (a - \delta')\sin\theta_1 - X\sin\theta_2] \quad (20)$$

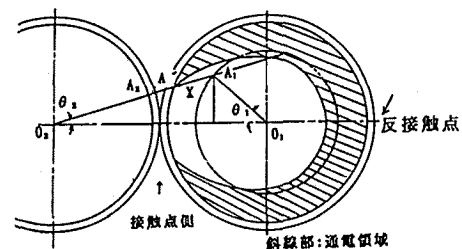


図5 Lorentz力による通電分布

Fig.5. The current distribution by Lorentz force.

線接触点と反対側すなわち反接触点側に分布する結果がえられる。ここで、最大電流に対応する表皮深さ δ は(21-a)式であり、実効電流に対応する表皮深さ δ' は(21-b)式で示され、実効電流と最大電流の比より δ の $1/\sqrt{2}$ に相当する⁶⁾。ここで、 κ は導電率を示す。

$$\delta = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\omega \kappa \mu}} \quad (21-a) \quad \delta' = \frac{1}{\sqrt{2}} \delta \quad (21-b)$$

3. Coulomb力の発生による通電分布の再形成

実効表皮深さの通電分布にLorentz力が作用し、その部分の電子が移動することにより、その位置に正電荷が生じCoulomb力が発生する。図6はこのCoulomb力により通電分布の再形成の過程を示す概念図である。図6に示すように反接触点側の電子層は表皮効果とLorentz力による電子層に加え、Coulomb力による電子層の3層からなると考察される。ただし、この3層の境界は考察の過程のものであつて存在するものではない。

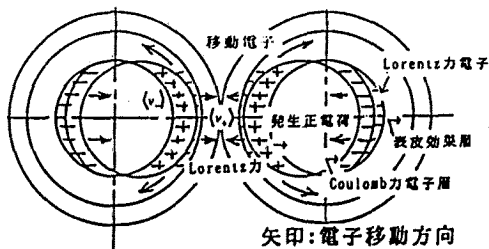


図6 Coulomb力発生概念図

Fig.6. The outline of Coulomb force.

〈3・1〉 通電分布の再形成 図7は上記の図6の概念図の電子層の生成の過程とそれにより形成された通電分布をCassinian座標上に描いたものである。すなわち、第一象限の部分は図5のLorentz力の作用後の通電分布を示し、第4象限の部分はさらにCoulomb力が働いて通電分布が最終的に形成された状態を示す。第一象限でLorentz力が作用し

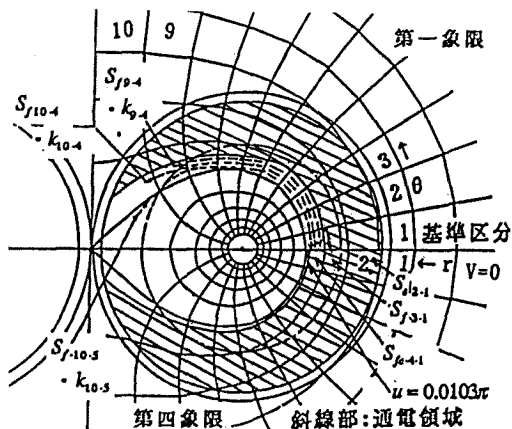


図7 Coulomb力による通電分布の再形成

Fig.7. The current distribution rebuilt by Coulomb force.

て電子が移動したあと現れた正電荷の場は、反接触側の電子を引き寄せる。この引き寄せの効果を便宜的につぎのような過程に分解して考察した。まず、最初の電子移動で出来た正電荷は隣接の電子を引き寄せる。引き寄せられた電子のあとに再び正電荷が生じ、さらに隣接する電子を引き寄せて、同様な電子と正電荷の関係を繰り返しながら磁界の最大点に相当する反接触点側の基準区分、すなわち、先の複素平面 w の $v=0$ 軸上に到達する。この過程を点線で示した。なお、接触点側にLorentz力により引き寄せられた電子はこの位置の電子濃度を高め、図6のような経路で反接触点側に移動する。この移動の要因は主としてLorentz力によって接触点側に生じた表皮効果の実質的な強まりを緩和軽減し、一方、反接触点側に生じた表皮効果の弱まりを補償するためと推測される。なお、図7のCassinian座標の各象限は周方向を θ とし半径方向を r とし、それぞれ10区分に分割して100の面素で構成したものを示す。

さて、筆者らはLorentz力により移動した電子とそのあとの正電荷の場の大きさを通電面積として置き換えて解析を進めることとした。また、交流通電においては通電がその場によって異なるため、この異なる場の面積を基準区分に変換する。つぎに、基準区分に変換された通電面積が移動して基準区分に到達する。すなわち、ある区分の通電面積を S_{ij} 、基準区分に変換された通電面積を S_{1j} とすると変換係数 K_{ij} は(22)式で示される。また、図7における電子移動後の正電荷の部分の通電面積 $S_{fci,j}$ から基準面素 S への変換はこの変換係数を用いて(23)式で表される。なお、先に述べたように u, v 値を均等に分割した区分の面素を通過する電流は等しいことは本変換の前提条件である。

$$[k_{ij}] = \left[\frac{S_{1j}}{S_{ij}} \right] \quad (22)$$

$$[s_{fci,j}] = [s_{f,j} \cdot k_{ij}] \quad (23)$$

以上の考察の手続きをへて、図7の反接触点側の基準区分に到達した先の3層からなる複素平面 w 上の電子層から基準区分上の電子層の境界値 u がえられる。この u 値に相当する等高線は各 θ (各位相速度) に対する実効値通電の電子層の境界線であるので、この u 値を境界として通電面積のすべてについて(24)式のように基準区分への変換を行う。そのため各面素の通電面積に K_{ij} を乗じその総計の実効通電面積を求める。さらに直流通電面積との比較のために $\sqrt{2}$ 倍し、半円で検討したため2倍したものを交流通電面積とした。

$$S_{ac} = 2\sqrt{2} \sum_{i,j=1}^{10} s_{ij} \cdot k_{ij} \quad (24)$$

〈3・2〉 交流直流抵抗比の算出 上述の考察をもとにつぎの段階をへて交流直流抵抗比を算出する。

(1) 交流通電実効電流を単位電流1Aとすることにより解析は容易となる。すなわち、単位電流とすることにより吸

引力は2線間の距離だけを考慮すればよいからある。
また交流電流を実効値で解析を進めたので、実効表皮深さ δ' は表皮深さ δ の $1/\sqrt{2}$ として解析した。従って、交流通電面積は(24)式で示される。

(2) (24)式より交流通電面積が示され、(25)式は交流直流とも単位長あたりの抵抗であるので、交流直流抵抗比 n は(26)式で表される。ここで、 R_{ac} , R_{dc} はそれぞれ交流抵抗, 直流抵抗を示し、 S_{ac} は(24)式の交流通電面積、 S_{dc} は線断面積であり、また直流通電面積に相当する。なお、詳細な計算は筆者らの文献⁴⁾で紹介した。

$$R = \rho \frac{1}{S} \quad (25)$$

$$n = \frac{R_{ac}}{R_{dc}} = \frac{S_{dc}}{S_{ac}} \quad (26)$$

〈3-3〉 実測値との比較 実測はつぎの条件で行った。

測定試料: 電線 直径 3.5×10^{-4} m 及び 5×10^{-4} m

絶縁皮膜 1.5×10^{-6} m

材質 銅, 2平行融着電線, 10m

測定条件: 周囲温度 24℃

測定器 抵抗計 3224(H10K1)

ICZメータ 4227A(YHP)

測定 : 同方向通電 2本並列接続し、交流抵抗, 直流抵抗
測定値より交流直流抵抗比を算出しこれを実測値とした。

以上の実測値と計算した結果を表1および表2に示す。これらの結果から、計算と実測値は10%の精度で一致したといえる。なお、2接触線における1MHz, 交流実効電流1A通電時の実効通電分布を図8に示した。

表1 計算値と実測値の比較(線径 3.5×10^{-4} m)

Table 1. The comparison between calculated and measured data. (diameter: 3.5×10^{-4} m ϕ)

周波数	200kHz	500kHz	1MHz
計算値	1.255	1.507	1.788
実測値	1.153	1.455	1.899
差(%)	8.85	3.57	-5.40
前報告 ⁴⁾ 差(%)	-1.5	4.1	1.8

表2 計算値と実測値の比較(線径 5×10^{-4} m)

Table 2. The comparison between calculated and measured data. (diameter: 5×10^{-4} m ϕ)

周波数	200kHz	500kHz	1MHz
計算値	1.266	1.815	2.184
実測値	1.211	1.758	2.086
差(%)	4.54	3.24	4.70
前報告 ⁴⁾ 差(%)	3.9	-0.5	10.0

4. 本解析に関する考察

表1および表2に示すように、2線の線径のいずれの場合においても、500kHzの場合の計算と実測値の差が比較的に小さい結果となっている。これは、1MHzの場合通電電流が

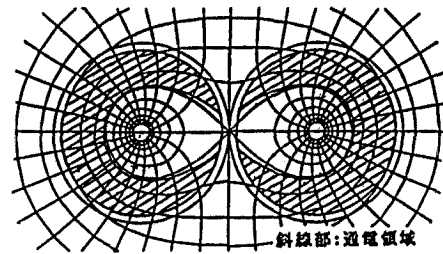


図8 2接触平行銅線の同方向通電分布
(線径 3.5×10^{-4} m, 1MHz)

Fig.8. The distribution of same direction currents in two parallel wires.

(3.5×10^{-4} m in diameter)

線表面に近く分布するためであり、線の外周とu, v線の交叉する面素の求積精度が不足しているものと考えられ、この面積の占める面素の比率が比較的に高いためと考察される。一方、200kHzの両線径においても、計算値と実測値の差が比較的に大きい結果は、中心に近いほど面素の面積が小さく同じ精度で求積した場合に誤差は大きくなる傾向になると考えられ、その影響であると考察される。また、線径の差については 3.5×10^{-4} mの線径の方がやや誤差が大きめであるのは、線断面に対する通電面積が小さいため相対的に誤差が大きくなっているものと考察される。なお、実測結果の考察から考えると、いずれの場合においても面素の求積精度が誤差を左右し、誤差傾向を考慮すると本解析の過程の諸々の仮定の影響は少ないと考察される。従って、面素の求積精度の向上が今後の課題である。

つぎに、表1, 表2にMaxwellの電磁理論とPoynting vectorによる手法²⁾の実測値との誤差の結果を併記したが、この手法の結果は 5×10^{-4} mの場合において1MHz時に10%と大きい以外は全般的にこの手法の誤差は少ない。これも上述のCassinian座標の面素の求積精度がまだ不足していることを示していると思われる。なお、以上いずれの場合も求積精度の向上が今後の課題であるが、Maxwellの電磁理論による手法においても、また本論文の手法においてもほぼ10%以内の誤差範囲にあり、大筋ではほぼ一致した結果がえられていると考える。この理由についてはMaxwellの電磁理論による手法は導電率 κ を一定として計算しているのに対し、本論文の手法はLorentz力による電子移動を非束縛の自由電子の質量をもちいて解析し、(12)式に電子電荷 e を乗じてえられる導電率 κ が前者の導電率に等しくなることから両手法の結果が一致することは妥当な結果であると考察される。また、Maxwellの電磁理論による手法と今回の手法の比較についてふれると、前者は導体内の磁界の収斂を解析の過程で行っているため、線表面に通電領域が集中する高周波領域においては解析が有利となる。

一方、本論文の解析手法はLorentz力による電子移動量を求め、つぎにCassinian座標上で表皮効果について解析し展開したもので、低周波から高周波にいたる広範囲な解析を同一手法で行うことができる。

5. むすび

2接触線の高周波通電において、Lorentz力による電子変位から実効通電境界の座標点を求め、それにより通電領域を明らかにした。また、Lorentz力により生じた電子の空き部分の正電荷によってCoulomb力が発生し、これによる通電分布の寄与を考察した。このことから、反接触点側の電子分布に対して表皮効果とLorentz力およびCoulomb力による電子移動の過程の3つの電子層を考えたが、各電子層は便宜上導入されたもので、その境界や時間的経過は区別されるものではない。以上の考察を基礎に、この3層からなる解析上の電子層より実効通電面積の境界値 u をCassinian座標上に設定し、同一 u 値の線上を境界とする通電領域を交流通電面積として求め、直流通電面積との比より交流直流抵抗を計算した。そして、計算値と実測値の差が10%以内であることを確認した。なお、通電面積を求めるにあたって、第4節で考慮した面素の求積精度の向上が今後の課題である。

また、本結果はJ.R.Carsonの異方向通電のMaxwellの電磁理論による解析手法を同方向に展開した筆者らの研究¹⁾の近接抵抗における計算値と実測値の差は本解析においてもその差は10%以内であり、大筋で一致しているといえる。これは、第4節で述べた考察から、前者の解析は導電率を一定として計算しているのに対し、本手法が自由電子質量を含む(12)式で表される電子速度に電子電荷 e を乗じてえられる導電率と前者の導電率と一致することを考慮すると両手法の一致は妥当と考える。

今後の展開として、2接触線がもつ通電磁界を一つの磁界要素とし、この磁界の組み合わせから多本線あるいは異形状の導体の通電磁界の解析を検討したい。

以上、本研究のように高周波通電中の電子変位からその電子挙動を推定し、自由電子論的手法により近接抵抗の研究を行ったものはない。以上、ここに新たな研究手法を提案するものである。

最後に、一関工業高等専門学校長池田俊夫氏、東北工業大学千葉二郎教授、岩手大学工学部電気電子工学科 故島田助教授にご指導賜った。ここに厚く御礼申し上げます。また、株式会社日立メデアエレクトロニクス事業開発本部渡辺忍氏のご協力に感謝し御礼申し上げます。

(平成 9年 5月25日受付,平成 9年 9月 4日再受付)

文献

- (1) J.R.Carson Wave Propagation over Parallel Wires (1921) pp.607-633
- (2) 大島修三, 柏葉安兵衛, 馬場守, 藤原民也, 池田俊夫
平成8年度電気学会産業応用部門全国大会論文集no.308
- (3) Dr-ing.HANS PRINZ著 Hoch Spannungsferder 電界計算法 増田閃一, 河野照哉共著(朝倉書店 1965) pp.341-343
- (4) 砂川重信 理論電磁気学第2版(紀伊国屋書店1995)
pp.26-27

- (5) 熊谷信昭 電気磁気学基礎論(オーム社1987) pp.311-316
- (6) 阿部龍三 電気伝導 新物理学シリーズ8(培風館1993)
p.26, p.69, pp.78-79
- (7) 大島修三, 柏葉安兵衛, 馬場守, 藤原民也, 池田俊夫
静止器・回転機合同研究会資料SA-96-8, RM-96-58及び
SA-96-9, RM-96-59 pp.65-73 1996

大島 修三



柏葉安兵衛



馬場 守



藤原 民也



(正員) 昭和33年北海道大学工学部電気工学科卒業。同年日立製作所多賀工場勤務、モートル設計に従事。横浜工場、日立水沢製作所取締役工場長を経て退職。現在、岩手大学大学院工学研究科博士課程(後期)電子情報工学専攻在学中。懶胆沢通信技術顧問。電気学会会員。

(正員) 昭和43年東北大学大学院工学研究科(博士)電子工学専攻修了、工学博士。同年岩手大工学部電子工学科助手、講師を経て昭和47年助教授。薄膜光電変換デバイスの研究に従事。電気学会、電子情報通信学会、応用物理学会、日本表面科学会、日本真空協会会員。

(非会員) 昭和49年東北大学大学院工学研究科(博士)電子工学専攻修了。工学博士。同年懶東芝総合研究所研究員。昭和51年岩手大学工学部電子工学科助手、助教授を経て平成4年教授。無機材料の光物性、金属酸化物薄膜の表面改質、半導体物性の研究に従事。応用物理学会、日本物理学会会員。

(正員) 昭和48年東北大学大学院工学研究科(修士)電気及び通信工学専攻修了。昭和48年一関工業高等専門学校助手。昭和50年岩手大学工学部電気工学科助手、昭和61年工学博士(東北大学)。同助教授を経て平成6年教授。電気光学効果とその応用、気体放電とその応用に関する研究に従事。

電気学会、応用物理学会、プラズマ・核融合学会、電気設備学会 会員。