線対平板電極系における線電極の静力学的特性*

吉 沢 正 紹^{*1}, 津 田 恭 介^{*2}
菅 原 誠^{*3}, 辻 岡 康^{*1}

Statics of the Wire in a System of Wire and Plate Electrodes

Masatsugu YOSHIKAWA, Kyousuke TSUDA,
Makoto SUGAWARA and Yasushi TSUJIOKA

The electrostatic force acting on the wire electrode is theoretically obtained by using the Maxwell equation, for the case that high electric voltage is applied between a wire and infinite plate electrodes in an electrostatic field. Then the static equation for the lateral deflection of the wire, in which the nonlinear electrostatic force with respect to the above deflection is considered, is derived in the case of the electrostatic field with corona discharge. The relationship between the static lateral deflection of the wire and the applied electric voltage is evaluated by solving the above equation numerically. Furthermore, the experiment showed that the theoretical results on the lateral deflection of the wire electrode were in qualitative agreement with the experimental ones in the case of corona discharge.

Key Words: Continuum Mechanics, Electrostatic Dynamics, Wire and Plate Electrodes, High Electric Voltage, Corona Discharge, Electrostatic Force, Lateral Deflection of the Wire

1. は じ め に

線対平板電極系において、電極間に直流電圧を印加すると線電極は静電気力により平板電極に引き付けられる。印加電圧をさらに上げていくとコロナ放電が発生し、ついには線電極が自励振動を起こすことが実験的に指摘されている⁽¹⁾⁽²⁾。

このような問題は、プラスチックフィルムの急冷製膜装置あるいは静電複写機に用いられるコロナワイヤの振動⁽³⁾⁽⁴⁾などメカトロニクス分野に関連した基本的問題の一つとして興味深い。しかしながらコロナ放電が発生している場合については、従来、電極間に直流電圧を印加したとき線電極に作用する静電気力についてすら、必ずしも正確に求められていない⁽¹⁾⁽⁵⁾。

本報では、線対平板電極系における線電極の挙動を明らかにするための第一歩として、まず電極間に直流電圧を印加したとき線電極に作用する静電気力を理論的に求める。そしてコロナ放電開始前後で印加電圧と

線電極の静的横たわみとの関係について、理論的に得られる静電気力を考慮した計算結果と、単純な実験装置を用いて得られた実験結果との比較検討を行う。

2. 理 論 解 析

解析モデルとして、図1に示されるような線対平板電極系を考える。同図で、線電極は直径が $2R$ の細長い円柱状のものを考え、固定端の高さ H は長さ L に比べ十分に低いものとする。

本章では、静電場の基礎方程式を直交曲線座標系で数値的に解いて得られる両電極間の空間電位 ϕ と空間電荷密度 ρ とを用いて、線電極に作用する静電気力の計算をする。そして静電気力による線電極の横たわみを、主にコロナ放電が存在する場合について求め

図1 線対平板電極系

* 平成2年9月23日 第68期全国大会講演会において講演、原稿受付 平成3年9月2日。

^{*1} 正員、慶應義塾大学理工学部 (〒223 横浜市港北区日吉3-14-1)。

^{*2} 慶應義塾大学大学院。

^{*3} ダイアホール(株) (〒526 長浜市三ツ浜町5-8)。

る。

2・1 静電場の基礎方程式とその解法

2・1・1 基礎方程式 平板電極の電位は 0 であり、線電極に電圧 ϕ_r を印加したとき両電極間に発生する電場は、図 2 に示されるような二次元の場で、かつ静電場つまりコロナ放電が起きても空間電位 ϕ および空間電荷密度 ρ は時間について一定であるとする。また空間電荷は正イオンだけが存在するものとし、イオン移動度 μ は定数 ($1.3 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$) とする。

このとき両電極間の空間電位 ϕ と正の空間電荷密度 ρ とを支配する方程式は、よく知られているようにマクスウェルの方程式より、

$$\text{div grad } \phi = -\rho/\epsilon_0 \quad \cdots (1)$$

$$\text{grad } \rho \cdot \text{grad } \phi = \rho^2/\epsilon_0 \quad \cdots (2)$$

となる⁽⁶⁾⁽⁷⁾。式(1)はガウスの法則、式(2)は電荷保存の法則であり、 ϵ_0 は真空の誘電率 ($8.854 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N} \cdot \text{m}^2$) である。

式(1)、(2)の境界条件は、線電極表面上で

$$\phi = \phi_r, \quad \rho = \rho_r \quad \cdots (3)$$

平板電極上で

$$\phi = 0 \quad \cdots (4)$$

そして無限遠方で

$$\phi = 0, \quad \rho = 0 \quad \cdots (5)$$

で与えられるものとする。

式(3)の線電極表面からの放電電荷密度 ρ_r は、2・1・2 項に示すように、実験的に求まる放電電流の実測値 I_{exp} より決定する。

2・1・2 解法 式(1)～(5)を解くに当たって、最初に無次元空間電位および無次元空間電荷密度

$$\phi^* = \phi/\phi_r, \quad \rho^* = \rho/(\epsilon_0 \phi_r/H^2)$$

を導入するとともに、長さの代表値として H を用いて、これらの方程式を無次元化する。

次に図 2 に示されるように、無次元座標 $x^* = x/H$, $y^* = y/H$ と

$$x^* = \frac{a \sin \theta}{s}, \quad y^* = \frac{a \sinh \xi}{s} \quad \cdots (6)$$

図 2 無次元座標系

の関係を満足する、直交曲線座標系 (ξ, θ) を導入する⁽⁸⁾。ここで $s = \cosh \xi - \cos \theta$ である。また a は、線電極の無次元半径 $r = R/H$ と線電極の中心の無次元高さ $h = 1$ とを用いて、 $\xi = \text{const.}$ の式 (付録の A 参照) より

$$a = \tanh \xi_r, \quad \text{ただし} \quad \xi_r = \cosh^{-1}(1/r) \quad \cdots (7)$$

と表され、 ξ_r は線電極表面での ξ である。

(ξ, θ) 座標系で方程式を記述することは、差分近似法で解を求める際に境界条件を厳密に考慮に入れられることから、静電気力を計算するとき必要な線電極の表面に沿った電圧分布 $\phi(\xi_r, \theta)$ を精度良く計算するのに適している。

このとき式(1)、(2)は、それぞれ

$$\frac{\partial^2 \phi^*}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial \theta^2} = -\frac{\rho^*}{s^2} \quad \cdots (8)$$

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial \xi} \frac{\partial \phi^*}{\partial \xi} + \frac{\partial \rho^*}{\partial \theta} \frac{\partial \phi^*}{\partial \theta} = \left(\frac{\rho^*}{s} \right)^2 \quad \cdots (9)$$

と表される。

境界条件式(3)～(5)は、それぞれ

$$\phi^* = 1, \quad \rho^* = \alpha \quad \text{for} \quad \xi = \xi_r \quad \cdots (10)$$

$$\phi^* = 0 \quad \text{for} \quad \xi = 0 \quad \cdots (11)$$

$$\rho^* = 0 \quad \text{for} \quad \xi = \theta = 0 \quad \cdots (12)$$

となり、無次元パラメータ α すなわち線電極表面からの無次元放電電荷密度は

$$\alpha = \frac{\rho_r H^2}{\epsilon_0 \phi_r}$$

で定義される。すなわち放電がない場合には $\alpha = 0$ 、放電がある場合には $\alpha \neq 0$ となる。

さらにここで取扱う現象は、図 2 で y^* 軸について対称であることより、 (x^*, y^*) 空間の第 1 象限だけを調べればよい。したがって ξ および θ の範囲は

$$0 \leq \xi \leq \xi_r, \quad 0 \leq \theta \leq \pi \quad \cdots (13)$$

となる。このとき境界条件として、

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial \theta} = \frac{\partial \rho^*}{\partial \theta} = 0 \quad \text{for} \quad \theta = 0, \pi \quad \cdots (14)$$

が加わる。

$\alpha = 0$ の場合、 ϕ^* と ρ^* についての方程式(8)、(9)とその境界条件式(10)～(12)および(14)は、解析的に解くことができ

$$\phi^* = \xi/\xi_r, \quad \rho^* = 0 \quad \cdots (15)$$

となる。これはよく知られている放電がない場合の解⁽⁹⁾に一致する。

$\alpha \neq 0$ の場合、式(8)、(9)とその境界条件式(10)～(12)および(14)は、差分近似⁽⁶⁾⁽⁸⁾により数値的に解く (付録の B 参照)。

ところで、線電極の軸方向単位長さ当たりの放電電流の計算値 I が

$$\frac{IH^2}{\mu\epsilon_0\phi_r^2} = 2\alpha \int_0^\pi \frac{\partial\phi^*}{\partial\xi} d\theta \dots\dots\dots (16)$$

で与えられる⁽¹⁰⁾。そこで本研究では、式(16)と印加電圧が ϕ_r のときの放電電流の実測値 I_{exp} とから、境界条件式(3)の線電極表面からの放電電荷密度 ρ_r つまり境界条件式(10)の α を求める(付録のC参照)。

2.2 線電極に作用する静電気力 線電極の単位長さあたりに作用する静電気力 F_e は以下のようにして求まる。

すなわち図2で線電極表面の微小面積 $Ha d\theta/s$ に作用する静電気力はマクスウェルの応力⁽⁷⁾⁽¹¹⁾を用いて

$$dF_e = -\frac{\epsilon_0 s \phi_r^2}{2Ha} \left(\frac{\partial\phi^*}{\partial\xi} \right)^2 d\theta e_\xi \dots\dots\dots (17)$$

と表される。

一方、 ξ 曲線($\theta=\text{const.}$)の単位方向ベクトル e_ξ は、 x および y 方向の単位ベクトル e_x, e_y を用いて

$$e_\xi = \frac{1}{s} \{ -\sinh \xi \sin \theta e_x + (1 - \cosh \xi \cos \theta) e_y \} \dots\dots\dots (18)$$

と表される。

したがって線電極の単位長さあたりに作用する静電気力 F_e は、空間電位 ϕ が y 軸について対称であることを考慮に入れると、以下ようになる。

$$F_e = -\frac{\epsilon_0 \phi_r^2}{Ha} \int_0^\pi \left(\frac{\partial\phi^*}{\partial\xi} \right)^2 (1 - \cosh \xi_r \cos \theta) d\theta e_y \dots\dots\dots (19)$$

すなわち2.1節で得られた ϕ^* を式(19)に代入することにより、 F_e が求まる。

$\alpha=0$ つまりコロナ放電がない場合、式(15)、(19)より線電極の単位長さあたりに作用する静電気力 F_e は

$$F_e = -\frac{\pi\epsilon_0\phi_r^2}{H\{\ln(2H/R)\}^2} e_y \dots\dots\dots (20)$$

となる⁽⁹⁾。

$\alpha \neq 0$ つまりコロナ放電がある場合、3章の図8に示される放電電流の実測値 I_{exp} から決まる ρ_r を用いて得られる ϕ の数値解を、式(19)に代入して求めた静電気力 $F(H)$ は、図3にプロット(○印)で表される。ただし $F_e = F(y)e_y$ である。

図3の実線は、式(20)で表される静電気力 $F(H)$ すなわち $\alpha=0$ として得られる静電気力である。今の場合、図8から明らかなように $3.5 \text{ kV} < \phi_r$ で放電電流 I_{exp} が0でないつまりコロナ放電が発生しており、同図よりコロナ放電発生後、コロナ放電を考慮した($\alpha \neq 0$)場合の静電気力は、放電の影響を無視した($\alpha=0$)場合の静電気力に比べて、その絶対値が大きくなることが認められる。

この理由は数値計算過程をみると以下のように推測

される。放電が開始されると線電極表面での電場は小さくなるため、線電極の単位表面積あたりに作用する静電気力の大きさは小さくなる。しかし、この静電気力の上下方向成分の小さくなるほうが線電極表面上の各場所で異なり、その結果、線電極の平板電極側の引付力が相対的により大きくなる。なお図3で、放電が発生しない印加電圧領域すなわち $\phi_r \leq 3.5 \text{ kV}$ では解析解と差分法による数値解とは当然一致している。

図4に数値計算により得られる ϕ_r と静電気力の高さについての変化率 $dF(H)/dy$ との関係を示す。 $dF(H)/dy$ は、次節に示される線電極のたわみを実際に求める際に必要となる。

2.3 静電気力による線電極の横たわみ 式(19)

で表される静電気力が作用する線電極を弦とみなすと、図1で線電極に作用する力の y 方向の釣り合いより

$$T \frac{d^2 w}{dz^2} = F(Y) - \rho_w g \dots\dots\dots (21)$$

なる式が得られる。 $w(z)$ は線電極の横たわみ、 ρ_w は線電極の単位長さあたりの質量、そして g は重力加速度である。また線電極は両端が固定され、線電極に作用する初期張力 T に比べて、 w による張力変動は十分に小さい場合を取扱う。

図3 印加電圧 ϕ_r と静電気力 $F(H)$

図4 印加電圧 ϕ_r と静電気力の勾配 $dF(H)/dy$

式(21)は $Y(z)=H-w(z)$ であることより、一般に w についての非線形方程式である。特に $\alpha \neq 0$ の場合、 F は w があらかじめ与えられてから数値的に求まるため、式(21)を直接解くことは困難である。

そこで、ここでは静電気力による線電極の静的横たわみ w は線電極の高さ H に比べて十分小さいことより、 w の線形項のみを考慮する。このとき $w=Hw^*$, $z=Lz^*$ を定義すると、 w^* についての無次元方程式

$$\frac{d^2 w^*}{dz^{*2}} - \delta^2 w^* = f \quad \dots\dots\dots (22)$$

が得られ、その境界条件は

$$w^*(0)=w^*(1)=0 \quad \dots\dots\dots (23)$$

と表される。ここで

$$\left. \begin{aligned} \delta^2 &= \frac{L^2}{T} \frac{dF(H)}{dy} \\ f &= \frac{L^2}{HT} \{-F(H) + \rho_w g\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

である。 $\alpha=0$ の場合には式(20)より解析的に

$$\left. \begin{aligned} \delta^2 &= \frac{\pi \epsilon_0}{T} \left\{ \frac{L \phi_r}{H \ln(2H/R)} \right\}^2 \left\{ 1 + \frac{2}{\ln(2H/R)} \right\} \\ f &= \frac{L^2}{HT} \left[\frac{\pi \epsilon_0}{H} \left\{ \frac{\phi_r}{\ln(2H/R)} \right\}^2 + \rho_w g \right] \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (25)$$

と表される。 $\alpha \neq 0$ の場合には δ^2 および f は 2・2 節で示した方法によりあらかじめ数値的に求めておく。

式(22), (23)より、静電気力の高さへの依存性を考慮に入れた場合の線電極の横たわみは容易に

$$w^* = \frac{f}{\delta^2 \sinh \delta} [\sinh \delta z^* - \sinh \delta + \sinh \{\delta(1-z^*)\}] \quad \dots\dots\dots (26)$$

と表される。

静電気力の高さ H への依存性が無視できる場合、 $dF(H)/dy=0$ つまり $\delta^2=0$ となり、式(26)は

$$w^* = \frac{f}{2} z^*(1-z^*) \quad \dots\dots\dots (27)$$

となる。 $\alpha=0$ つまりコロナ放電がない場合、式(27)は服部・山本⁽¹²⁾が求めた線電極の横たわみの式に相当する。

数値計算結果は、3・4 節に実験結果と比較して示す。

3. 実験

本章では、最初の実験装置の概要および実験方法を示す。

次に 2・1・2 項で求められる空間電位 ϕ および空間電荷密度 ρ の数値計算方法の妥当性を検討するため、線電極直下の電圧分布の理論計算結果と実験結果との比較をする。またコロナ放電が線電極の高さ H によってどのように変化するかを明らかにするため、線電極

の高さ H と線電極からの放電電流の実測値 I_{exp} との関係を実験的に調べる。

最後にコロナ放電開始前後で印加電圧 ϕ_r と静電気力に起因した線電極中央の静的横たわみとの関係について実験的に調べ、式(26)を用いて得られる数値計算結果との比較検討を行う。

3・1 実験方法 実験装置は、図5に示されるように、長さ100および200 cm、幅25 cm、厚み1 cmの鉄板を平板電極として水平に設置した。線電極として、平板電極に平行にタングステン線を張った。タングステン線は、長さ $L=114$ および 214 cm、断面半径 $R=0.03$ mm であり、単位長さ当たりの質量 $\rho_w=5.46 \times 10^{-6}$ kg/m、縦弾性係数 $E=4.07 \times 10^{11}$ N/m² である。線電極直下の電圧分布 $\phi(0, y)$ はプローブ法⁽¹³⁾により測定した。線電極からの放電電流の実測値 I_{exp} は微少電流計(Advantest 製, TR8652)により測定した。さらに線対平板電極間に電圧 ϕ_r を印加したとき発生する線電極中央の変位 $Y(L/2)$ は、レーザ変位計

1 Wire Electrode	2 Plate Electrode
3 Ammeter	4 Voltmeter
5 Supported End	6 Insulator
7 Load Cell	8 Laser Displacement Meter
9 Electric Source	

図5 実験装置説明図

図6 線電極直下の電圧分布 $\phi(0, y)$

(Mitsutoyo 製, LSM-301N) により測定した。

3.2 線電極直下の電圧分布について実験値と理論値との比較 図6に線電極直下の電圧分布 $\phi(0, y)$ について、実験値と2・1・2項で得られる数値計算結果との比較を、 $H=20\text{ mm}$ で、 α が0.127 ($\phi_r=5.2\text{ kV}$, $I_{\text{exp}}=0.05\text{ mA}$), 0.224 ($\phi_r=6.15\text{ kV}$, $I_{\text{exp}}=0.1\text{ mA}$) および0.488 ($\phi_r=7.2\text{ kV}$, $I_{\text{exp}}=0.2\text{ mA}$) の場合について示す。前に述べたように静電気力は線電極表面での電場から決まるため、本来、静電極表面に沿って電圧分布を測定することが望ましいが、線電極の外径が小さいためプローブ法では目下のところ無理である。しかしながら同図で、計算値は実験値と一致しており、2・1節に示された数値計算方法に大きな誤りはないことが確認される。なお線電極の張力 T は0.98 N、線電極の長さ L は114 cmである。

3.3 線電極からの放電電流の実測値 I_{exp} と線電極の高さ H との関係 このとき放電電流の実測値 I_{exp} と線電極の高さ H との関係は、図7に示されるようになる。同図より、放電電流の実測値 I_{exp} の印加電圧 ϕ_r への依存性は、線電極の高さ H が小さいほど大きい。また H が小さい範囲では、同一の ϕ_r に対して I_{exp} は H による変化が大きい。

この場合、線電極の長さは短く ($L=114\text{ cm}$)、線電極に作用する初期張力は十分に大きく ($T=4.9\text{ N}$) することにより、印加電圧 ϕ_r を変化させたとき線電極がたわむのを極力防いだ。これにより図7の場合には線電極はほとんど水平であるとみなすことができる。

3.4 線電極中央の静的横たわみについて実験値と理論値との比較 図8に $H=10\text{ mm}$, $L=214\text{ cm}$, $T=1.96\text{ N}$ の場合について、線電極への印加電圧 ϕ_r と実験で得られた放電電流の実測値 I_{exp} との関係を示す。この場合、 ϕ_r が3.5 kVと4 kVとの間で放電を開始する。なお放電中、線電極は青紫色になり、わずかながらイオン風が線電極から周囲に向かって吹いていた⁽¹⁾ ことを参考までに付記する。

図7 線電極の高さ H と放電電流の実測値 I_{exp}

図9に印加電圧 ϕ_r と線電極中央の静的横たわみとの関係について、実験値と計算値とを比較して示す。同図で $\Delta w(L/2)$ は、実験値および計算値ともに、静電気力のみによる線電極中央の横たわみであり重力による横たわみは除外してある。

同図で印加電圧 ϕ_r の増加とともに、放電開始前つまり $0\text{ kV} \leq \phi_r \leq 3.5\text{ kV}$ では、実験値と計算値とはよく一致して、線電極の横たわみがわずかに増大すなわち平板電極側に引付けられる。そして放電開始後つまり $3.5\text{ kV} < \phi_r$ のとき、線電極は急速に平板電極側に引付けられる。コロナ開始前後でのこの差異は、図3に示されるようにコロナ放電が発生すると、静電気力が大きくなり、その結果、線電極が急速に平板に引付けられるものと理論的には考えられる。同時に線電極の横たわみが大きくなると、これに伴う静電気力の影響の変化つまり式(23)の $-\delta^2 w^*$ の影響も無視できなくなることが図4より推測される。

なお放電開始後、 $3.5\text{ kV} < \phi_r \leq 5\text{ kV}$ では実験値と計算値とがよく一致している。これに対して印加電圧 ϕ_r が高くつまり $5\text{ kV} < \phi_r$ になると、 $\Delta w(L/2)$ の実験値はそのまま大きくなり、計算値と差があらわれる。この理由は以下のように考えられる。すなわち本研究では静電場の基礎方程式を解く際に、 $\alpha \neq 0$ つまり放電のある場合、線電極表面からの放電電荷密度

図8 印加電圧 ϕ_r と放電電流の実測値 I_{exp}

図9 印加電圧 ϕ_r と静電気力による線電極中央の横たわみ $\Delta w(L/2)$

ρ_r は線電極周囲の電界分布に依存しないと仮定している。この仮定は $3.5 \text{ kV} < \phi_r \leq 5 \text{ kV}$ の領域では満足されるが、 $5 \text{ kV} < \phi_r$ の領域では、図 7 および図 8 から明らかなように次第に放電電流が大きくなり ρ_r は電界分布に依存するものと推測される。また放電電流が大きい場合には、前述のコロナ風の影響等も検討する必要がある今後の課題である。

4. お わ り に

線対平板電極系において、線電極に電圧を印加したときコロナ放電開始前後で発生する線電極の静的横たわみについて基礎的な検討を試みた。

すなわち最初に、コロナ放電がある場合を含めて、静電場におけるマクスウェルの方程式を数値的に解いて得られる空間電位および空間電荷密度を用いて、線電極に働く静電気力を理論的に求めた。

次に線電極の静的横たわみが電極間の間げきに比べてそれほど大きくない場合について、静電気力を考慮に入れた線電極の静的横たわみの方程式を解くことにより、線電極への印加電圧と静的横たわみとの関係について理論的に求めた。そして単純な実験装置を用いて得られた実験値との比較検討を行った結果、両者はコロナ放電開始前後で一致した。とくに従来なされていなかった、線電極の静的横たわみに及ぼすコロナ放電の影響を理論的ならびに実験的に明確にとらえることができた。なお印加電圧をさらに上げた場合には、計算値と実験値との間に差が現れる。

最後に、静電場の境界条件についてご助言いただいた電力中央研究所特別研究員 宅間薫氏、電流の計測技術等について教えていただいた本大学電気工学科中村義春助教授に厚くお礼申し上げる。また本研究に惜しみない協力をいただいた本大学大学院生 斉木秀男、久保守ならびに伊東圭昌君ほか機械力学研究室の皆様にご感謝する。

付 録

(A) 図 2 の $\xi = \text{const.}$ の式は、式 (6) より

$$x^{*2} + \left(y^* - a \frac{\cosh \xi}{\sinh \xi} \right)^2 = \left(\frac{a}{\sinh \xi} \right)^2$$

となる。

(B) $\alpha \neq 0$ の場合、式 (8), (9) とその境界条件式 (10)~(12) および (14) の解法としては、Deutsch の仮定を用いた解析的な近似解法⁽⁸⁾ があるが、この方法による解は、線電極の表面電界が不正確なため、線電極の受ける静電気力を求めるのに適さない。したがって、ここでは解を差分近似により数値的に求めた⁽⁶⁾⁽⁸⁾。なお差分近似された ϕ^* と ρ^* についての連立方程式は S. O. R. 法により解き、その際に第 0 近似値として $\alpha = 0$ の場合の解析解を用い、その後 α を徐々に大きくして解いた。 $0 \leq \alpha \leq 2$ のとき緩和係数は式 (8), (9) の差分方程式でそれぞれ 1.5, 0.5 とした。

(C) 最初に ϕ_r を一定にしたのち、任意の α に対して式 (8), (9) とその境界条件式 (10)~(12) および (14) を差分法で解いて、無次元空間電位 $\phi^*(\xi, \theta; \alpha)$ および無次元空間電荷密度 $\rho^*(\xi, \theta; \alpha)$ を求める。そして数値的に得られた ϕ^* を用いて式 (16) 右辺の積分を計算することにより、任意に与えられた α に対する放電電流の計算値 I が求まる。このようにして無次元パラメータ α と I との関係をあらかじめ数値的に求めておき、 I と印加電圧を ϕ_r に設定したときの放電電流の実測値 I_{exp} とが等しいときの α つまり ρ_r を求める。したがって、当然、放電電流 $I_{\text{exp}} = 0$ の場合には $\alpha = 0$ つまりコロナ放電がなく、 $I_{\text{exp}} \neq 0$ の場合には $\alpha \neq 0$ つまりコロナ放電があることに相当する。

文 献

- (1) 川崎・原, 静電気学会誌, 6-1(1982), 29.
- (2) 川崎・ほか 2 名, 静電気学会講演論文集, No. 25p, B1 (1986-10), 267.
- (3) 渡辺・ほか 3 名, 特許公報(B2), 52697, (1987).
- (4) Davis, T. G., IAS, 77, *Annual*, 24-E(1977), 587.
- (5) 川崎・赤崎, 電気学会放電研究会資料, ED-84-23, (1984), 95.
- (6) 須永, 静電気学会誌, 8-2(1984), 110.
- (7) 今井, 電磁気学を考える, (1990), 69, サイエンス社.
- (8) Yabe, A., ほか 2 名, *AIAA Jr.*, 16-4(1978), 340.
- (9) 川西, 電磁気学, (1971), 88, コロナ社.
- (10) Ciric, I. R. and Kuffel, E., *IEEE*, PAS-101-8(1982), 2988.
- (11) 平川, 電磁気学, (1986), 90, 培風館.
- (12) 服部・山本, 静電気学会誌, 2-1(1978), 43.
- (13) 藤岡・ほか 5 名, 電気学会放電研究会資料, ED-86-20 (1986), 33.