単極性イオン流場の電位および電界測定用 しゃへい付球形プローブ

正員 藤 林 宏 一 (農工大)
正員 村 崎 憲 雄 (農工大)
正員 松 井 満 (農工大)

1. はじめに

イオン流場の電位はポアソンの式と電流連続の式とで記述できる。この一組の式を解いて解析解を得ることが不可能な場合でも、数値計算によって精度の良い数値解を求めることは可能となった⁽¹⁾⁽²⁾。

イオン流場の電位および電界の実測方法には精度良い方法はない。コロナ放電によって生じた単極性イオン流場の電位および電界を球形プローブを用いて測定する理論は佐藤⁽³⁾、Collins⁽⁴⁾氏らによって作られた。Collins氏らはコロナ放電場に挿入した球形プローブの電圧・電流特性を測定して理論を検証したが、実験精度は高くない。実験誤差の原因は球プローブ支持棒によるプローブ近傍電界の乱れと球プローブ接続導線からの漏れ電流とにあると、著者らは考えている。そこで球プローブを2等分し、上部半球を本来のプローブ部分、下部半球を支部棒取付用とし、上部半球に流れ込むイオン電流と下部半球に流れ込むイオン電流とをそれぞれ独立に測定した。支持棒が上部半球に及ぼす影響を下部半球でしゃへいしているので、この2等分球プローブをしゃへい付球形プローブと名付けた。

2. 球プローブの改良

定常的な単極性イオン流場で、プローブ挿入箇所近傍では平等電界とみなせる程度の均一性を持つ電界で

あること、球プローブに印加する電圧 V_p のために生じる部分的電界は被測定電界に比べて小さいことを仮定する。

電界の方向に座標軸を設けて任意の点 R の電位を $V(R)$ 、電界を $E(R)$ 、導電率を $\sigma(R) = \mu_i eno(R)$ で表わす。ここで、 μ_i はイオン移動度、 e は電気素量、 $no(R)$ はイオン数密度である。

図1のAに示す半径 a の球プローブの中心が点 R に一致するように球プローブを設置する。Collins氏によると、球プローブ電流はプローブ電圧 V_p の関数であって次式で表わされる。

線形領域

$$I_p = 4\pi a \sigma(R) \{V(R) - V_p\} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 $V_p \leq V(R) - 3aE(R)$

二乗領域

イオン流場

A: 単一球プローブ, B: しゃへい付球形プローブ

図1 球プローブ

Fig. 1. Spherical probes.

Shielded Spherical Probe to Measure Space Charge Potential and Electric Field within Monopolar Ionic Field. By Koichi Fujibayashi, Member, Norio Murasaki, Member & Mitsuru Matsui, Member (Faculty of Technology, Tokyo University of Agriculture and Technology).

藤林宏一: 正員, 東京農工大学工学部電気工学科
村崎憲雄: 正員, 東京農工大学工学部電気工学科
松井 満: 正員, 東京農工大学工学部電気工学科

図 2 球プローブ電圧・電流特性

Fig. 2. Voltage-current characteristics of spherical probes.

$$I_p = \frac{\pi\sigma(R)}{3E(R)} \{V(R) + 3aE(R) - V_p\}^2 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 $V(R) - 3aE(R) \leq V_p \leq V(R) + 3aE(R)$
 $V_p \geq V(R) + 3aE(R)$ の領域ではプローブ電流 $I_p = 0$ が成り立つ。

球プローブの電圧・電流特性は図2の曲線Aが示すように、直線と放物線の組合せで表わされる。測定は次の各手順に従う。プローブ位置 R を任意の位置に定めて、球プローブの電圧・電流特性を実測する。次に図2と同様に V_p - I_p 座標にデータ点を記入し、データ点の集合に最も良くあてはまる直線と放物線の組合せを描く。横軸上に $V(R) - 3aE(R)$, $V(R)$, $V(R) + 3aE(R)$ の3点に相当する点を求めて、電位 $V(R)$, 電界 $E(R)$ の値を読み取る。

以上の球プローブ電圧・電流特性の解析は、孤立単独球プローブを仮定しており、プローブ電流導線の影響を無視している。孤立単独球プローブでは、プローブ電流を取出すことはできない。実現できる球プローブには、電流導線が接続されていなくてはならない。Collins 氏らの検証実験では、球プローブ支持棒として絶縁被覆導線を用いている。

この球プローブを用いて、単独性イオン流場の電位および電界を測定する際に問題となるのは、球プローブ支持棒による球プローブ近傍の電界分布の乱れである。電界分布の乱れはプローブ電流 I_p 測定誤差の原因となる。誤差を減らすために、本論文では図1のBに示すようなしゃへい付球プローブを用いた。球プローブを2等分し、上部半球を本来のプローブ電極部、下部半球を支持棒取付部とし、支持棒がプローブ電極部に及ぼす影響を下部半球でしゃへいした。球プローブ支持棒を中空管で作り、プローブ電流導線のしゃへ

いに兼用した。図1のBに示すようにイオン流の方向が球プローブ2等分面に含まれるようにしゃへい付球形プローブを設置した。すなわち、しゃへい付球形プローブの支持棒が本来のイオン流場の等電位面上に載るように設置した。しゃへい付球形プローブ有効面積は球プローブの半分であるから、しゃへい付球形プローブの電圧・電流特性は直ちに求まる。

線形領域

$$I_p = 2\pi\sigma(R) \{V(R) - V_p\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 $V_p \leq V(R) - 3aE(R)$

二乗領域

$$I_p = \frac{\pi\sigma(R)}{6E(R)} \{V(R) + 3aE(R) - V_p\}^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

ただし、 $V(R) - 3aE(R) \leq V_p \leq V(R) + 3aE(R)$

$V_p \geq V(R) + 3aE(R)$ の領域では、プローブ電流 $I_p = 0$ が成り立つ。

しゃへい付球形プローブの電圧・電流特性は図2の曲線Bで表わされる。図2の曲線Bは曲線Aを縦方向に1/2に圧縮した形を持つ。

球形プローブを分割して分割片ごとの電流を測定する方法は、電気集じん装置内で発生する逆電離現象に伴う双極性イオン流の測定のために既に考案されている⁽⁵⁾。しゃへい付球形プローブも分割球プローブの一種である。しゃへい付球形プローブは単極性イオン流場の電位と電界の測定用であって、支持棒がプローブ電極部に及ぼす影響を下部半球でしゃへいしている点に特色を持つ。

3. 実験装置

〈3.1〉しゃへい付球形プローブ 直径 $2a$: 6.0 mm のステンレス鋼球を加工して高さ 2.9 mm の半球を二つ製作し、半球の切断面中央に穴を開け、絶縁物であるポリテトラフルオルエチレン丸棒を圧入して半球どうしを結合した。半球間には図3に示すように 0.2 mm の空けきを設けた。上部半球はプローブ電極として働く。下部半球には貫通孔を設け、直径 1.6 mm のステンレス鋼細管の一端を圧入して支持棒とした。イオン電流を集める上部半球に作用する支持棒の影響は下部半球でしゃへいされている。

支持棒外側を絶縁のためにポリテトラフルオルエチレン管で被覆した。図3に示すように、絶縁管の長さを鋼細管の全長より短くして、鋼細管に未被覆部分を設けると電位 $V(R)$ の測定誤差を小さくできることがわかった。

図 3 シャへい付球形プローブの構造

Fig. 3. Design of shielded spherical probe.

〈3・2〉 プローブ電圧 V_p 印加用直流高压電源

プローブ電圧・電流特性の測定精度を上げるため、図4に示すようにプローブ電流 I_p をプローブ電圧 V_p 印加用直流高压電源の接地側で測定した。測定には可動コイル形高感度直流電流計（目盛の長さ 135 mm, 測定範囲 0~3 μ A）を用いた。

プローブ電流導線にはプローブ電圧 V_p が印加されているので、本来のプローブ電流 I_p と、プローブ電流導線からの漏れ電流との差異を、電源接地側に接続された電流計では区別できない。プローブ電流導線か

図 4 シャへい付球形プローブ
電圧 - 電流特性測定装置

Fig. 4. Electrical circuitry for measurement of probe characteristics.

らの漏れ電流を次の方法によって減らした。図4に示すように、プローブ電流導線のしゃへい管兼支持棒としゃへい電極にもプローブ電圧 V_p を連動直流高压電源から印加した。プローブ電流導線は、ほとんど全長にわたって電圧 V_p のしゃへいで取り囲まれているので、漏れ電流は 0.002 μ A 以下であった。

連動直流高压電源の回路を図5に示す。三相交流電圧を変圧器で昇圧し、全波整流してリプル 0.2% 以下の出力直流電圧を得た。出力電圧極性は切換スイッチで切換えた。出力電圧値は抵抗倍率器と電流計で読み取った。

出力電流を直流高压電源の接地側で測定するため電源の外箱は二重しゃへい構造とした。電源内部において高電位となる金属体からの部分放電に由来する漏れ電流を内側しゃへい箱で吸収した。内側しゃへい箱に全波整流器の接地端を接続し、内側しゃへい箱と外側しゃへい箱とに端子をそれぞれ接続した可動コイル形直流電流計で直流高压電源の出力電流を測定した。直流高電圧出力同軸ケーブル外部導体は内側しゃへい箱に接続した。出力同軸ケーブルを可とう性のある波形金属管内に収め、この波形金属管を直流高压電源の外側しゃへい箱に接続した。

出力ケーブルを二重しゃへい構造とした理由は次のとおりである。出力同軸ケーブルの静電容量を C_x とすると、プローブ電圧 V_p の変化に伴う C_x の充放電電流 i_x が流れる。

$$i_x = C_x dV_p / dt \dots\dots\dots (5)$$

この電流 i_x は直流高压電源から供給されなければならないが、高压電源の外箱と出力ケーブルを二重しゃへい構造とすると、電流 i_x は出力電流計に流れ込まないので、出力電流を精度良く測定できた。出力電圧 30 kV までの範囲で出力電流計の雑音は 0.002 μ A 以

図 5 連動直流高压電源

Fig. 5. DC high voltage source with linkage facilities.

下であった。

2 台の直流高圧電源を連動させるため、図 5 に示すように電圧調整器を共用させた。連動直流高圧電源の出力電圧差は出力電圧の 0.4% 以下であった。

〈3・3〉 三重同軸円筒電極 シャヘイ付球形プローブの検証実験のために電位分布が計算で求まる中心対称形電極を製作した。三重同軸円筒電極は図 6 に示すように、コロナ放電用中心電極、金網筒電極、接地円筒電極から成る。金属部分はすべてステンレス鋼製である。コロナ放電線は直径 1.0mm、金網筒電極は素線直径 0.3 mm, 20 メッシュの金網から成り、外径 $2R_n$: 80 mm, 有効長 700 mm, その上下端に電界集中防止用の朝顔状端部電極が付いている。接地電極は円筒部と、その上下端に付く短い円筒状ガード電極と朝顔状ガード電極の 3 種類の電極から成り、互いに電気的に絶縁されている。円筒部は有効長 L : 413 mm, 内径 $2R_s$: 265 mm であって 0.3 mm 厚の板製であり、シャヘイ付球形プローブ挿入用に直径 12 mm の丸穴を一つ持つ。

コロナ放電線と金網筒電極とは、出力端子非接地形直流高圧電源 (最高電圧 29 kV, 出力電流 25 mA) を接続した。金網筒電極には専用の直流高圧電源を

図 6 三重同軸円筒電極

Fig. 6. Tricoaxial cylindrical electrodes.

図 7 金網円筒電極電圧とイオン電流

Fig. 7. Ion extracting voltage versus ionic current.

用いて金網円筒電極電圧 V_n を印加した。図 7 に金網円筒電極電圧 V_n と接地電極円筒部に流れ込むイオン電流 I_i との関係の実測結果を示す。パラメータはコロナ放電電流 I_c である。コロナ放電電流 $I_c=2.8$ mA が最大値であった。コロナ放電線と金網円筒電極間の電圧を高くして、コロナ放電電流 I_c を更に増大させようとする、コロナ放電は火花放電に移行しやすくなった。金網円筒電極電圧 V_n が 24 kV を越えると、コロナ放電電流 $I_c=0$ でも金網円筒電極は自己放電を始めた。

シャヘイ付球形プローブを挿入し、プローブ先端を金網円筒電極と接地円筒電極の中間に位置させ、プローブ電圧 V_p を金網円筒電極電圧 V_n に近づけると、図 6 に示す電流計 A_1 を流れるイオン電流 I_i の値は 0.5% 程度減少した。コロナ放電電流 I_c と金網円筒電極電圧 V_n が一定なら、挿入プローブ電圧 V_p が変化しても短い円筒状ガード電極に流れ込むイオン電流 I_s は一定であった。実験中はこのガード電極に流れ込むイオン電流 I_s を図 6 の電流計 A_2 で監視した。

〈3・4〉 三重同軸円筒電極が作る単極性イオン流場の電位および電界の計算 金網円筒電極と接地円筒電極とで囲まれた空間内で検証実験を行なった。電界の方向は半径方向である。円筒の中心軸から R の距離の点における電界強度 $E(R)$ について、ポアソンの式と電流連続の式とが成り立つ。

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \{ R E(R) \} = \frac{e n_0(R)}{\epsilon_0} \dots\dots\dots (6)$$

$$2\pi R \mu_i e n_0(R) E(R) = I_i / L \dots\dots\dots (7)$$

ただし、 ϵ_0 : 真空中の誘電率

(6), (7)式から $e \cdot n_0(R)$ を消去して次式を得る。

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \{RE(R)\} = \frac{I_i/L}{2\pi\epsilon_0\mu_i RE(R)} \quad \dots (8)$$

この方程式の解は s を定数として次式で表わせる。

$$E(R) = \sqrt{R^2 + s^2} \sqrt{BI_i/L} / R \quad \dots (9)$$

ただし、

$$B = 1/(2\pi\epsilon_0\mu_i) \quad \dots (10)$$

(9)式は $E(R)$ が単調減少関数で下に凸であることを示す。(6)式で $n_0(R)=0$ のとき、すなわちイオン電流が存在しない場合では、 $E(R)$ は次の静電界の式で表わせる。

$$E(R) = \frac{V_n}{R \ln R_e/R_n} \quad \dots (11)$$

この式は(9)式で $s \rightarrow \infty$ の極限状態に対応する。

ところで、 $\sqrt{1+s^2/x^2}$ なる関数の不定積分は次式で表わせる。

$$\begin{aligned} \int \sqrt{1+s^2/x^2} dx &= \sqrt{x^2+s^2} + s \ln x \\ &\quad - s \ln(\sqrt{x^2+s^2}+s) \\ &\quad \dots (12) \end{aligned}$$

電界 $E(R)$ と電位 $V(R)$ とは次の関係式に従う。

$$\int_{R_n}^R E(R) dR = V_n - V(R) \quad \dots (13)$$

(9), (12), (13)式を用いると次式を得る。

$$\begin{aligned} V(R) &= V_n - \sqrt{BI_i/L} \left[\sqrt{R^2+s^2} - \sqrt{R_n^2+s^2} \right. \\ &\quad \left. + s \ln \frac{R}{R_n} - s \ln \frac{\sqrt{R^2+s^2}+s}{\sqrt{R_n^2+s^2}+s} \right] \\ &\quad \dots (14) \end{aligned}$$

接地円筒電極の電位 $V(R_e)=0$ とすると、(14)式から次式を得る。

$$\begin{aligned} V_n &= \sqrt{BI_i/L} \left[\sqrt{R_e^2+s^2} - \sqrt{R_n^2+s^2} \right. \\ &\quad \left. + s \ln \frac{R_e}{R_n} - s \ln \frac{\sqrt{R_e^2+s^2}+s}{\sqrt{R_n^2+s^2}+s} \right] \quad \dots (15) \end{aligned}$$

実測値 I_i , V_n , 電極寸法 L , R_e , R_n , 物性定数 μ_i を(15)式に代入すると定数 s を数値的に求めることができる。この定数 s の値を(9)式と(14)式に代入すると、電界強度 $E(R)$, 電位分布 $V(R)$ を求めることができる。

$s^2 < 0$ の場合は $l^2 = -s^2$ として(9)式を次式に変形する。

$$E(R) = \sqrt{R^2-l^2} \sqrt{BI_i/L} / R \quad \dots (16)$$

この式は $R_n \leq R \leq R_e$ の範囲で意味を持たなければならないから、 l の極限值は R_n である。すなわち、次

の不等式が成り立たねばならない。

$$R_n \geq l \geq 0 \quad \dots (17)$$

(16)式は $E(R)$ が単調増加関数で上に凸であることを示す。(9)式および(16)式で $s=0$, $l=0$ とすると、 $E(R)$ は R に依存しない平等電界となる。

$$E(R) = \sqrt{BI_i/L} \quad \dots (18)$$

ところで、 $\sqrt{1-l^2/x^2}$ なる関数の不定積分は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \int \sqrt{1-l^2/x^2} dx &= \sqrt{x^2-l^2} - l \cos^{-1} \frac{l}{x} \\ &\quad \dots (19) \end{aligned}$$

(13), (16), (19)式を用いると次式を得る。

$$\begin{aligned} V(R) &= V_n - \sqrt{BI_i/L} \left[\sqrt{R^2-l^2} - \sqrt{R_n^2-l^2} \right. \\ &\quad \left. - l \left(\cos^{-1} \frac{l}{R} - \cos^{-1} \frac{l}{R_n} \right) \right] \quad \dots (20) \end{aligned}$$

$V(R_e)=0$ という条件を用いると、(15)式と同様に定数 l についての方程式を得る。

$$\begin{aligned} V_n &= \sqrt{BI_i/L} \left[\sqrt{R_e^2-l^2} - \sqrt{R_n^2-l^2} \right. \\ &\quad \left. - l \left(\cos^{-1} \frac{l}{R_e} - \cos^{-1} \frac{l}{R_n} \right) \right] \quad \dots (21) \end{aligned}$$

(21)式を用いて求めた定数 l の値を(16)式と(20)式に代入すると、電界強度 $E(R)$, 電位分布 $V(R)$ を求めることができる。

一方では、(17)式が示す定数 l の上限値 $l=R_n$ を(21)式に代入すると、金網円筒電極電圧 V_n のときに金網円筒電極から引き出すことのできる最大のイオン電流 I_i の推定値を得る。

(15)式または(21)式は定数 s または定数 l を一定値のパラメータとみなすと、幾何学的に相似な電位分布 $V(R)$, 電界強度 $E(R)$ を生じる金網円筒電極電位 V_n とイオン電流値 I_i との組合せを与える。

イオン移動度として $\mu_i = 2.2 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ を採用し、図6の三重同軸円筒電極の寸法を使って計算した金網円筒電極電圧 V_n とイオン電流 I_i との組合せを図8に示す。パラメータは s または l である。

金網円筒電極電圧 V_n とイオン電流 I_i との関係の実測結果を示す図7と、上述の図8とを組合せるとパラメータ l の現象的に実現可能な範囲を決定できる。例えば、図7において金網円筒電極電圧 $V_n = 13 \text{ kV}$ で最大コロナ放電電流 $I_c = 2.8 \text{ mA}$ のとき、イオン電流 $I_i = 125 \mu\text{A}$ が最大である。図8より、 $V_n = 13 \text{ kV}$, $I_i = 125 \mu\text{A}$ は $l^2 = 1.1 \times 10^{-3}$ に対応し、パラメータ l の実現可能な範囲は $l^2 \leq 1.1 \times 10^{-3}$ であることがわ

図 8 電位分布決定パラメータ
Fig. 8. Field pattern parameter.

かる。

パラメータ s の現象的に実現可能な範囲に制限はない。大きな値のパラメータ s を実現することは可能であるが、イオン電流 I_i の減少に対応するので、プローブ電流 I_p も減少して測定困難となり、球プローブ検証実験を実行できない。

4. 実験結果

図 8 から金網円筒電極電圧 $V_0=13\text{ kV}$ 、イオン電流 $I_i=100\text{ }\mu\text{A}$ はパラメータ $s=l=0$ に対応することがわかる。この条件でプローブ電圧 V_p -プローブ電流 I_p 特性を測定した。プローブ位置 R を図 6 に示すように微動装置で変化させて、 V_p - I_p 特性を測定した結果を図 9 に示す。測定点の数を増すために、プローブ電圧 V_p を -2 kV まで変化させた。図 9 に描かれている曲線は測定値を放物線と直線の組合せで結んだものである。プローブ電圧 V_p が負の場合も測定値は直線上に載った。

図 9 を使い (3) 式および (4) 式に従って求めた電位 $V(R)$ 、電界 $E(R)$ を図 10 に示す。図中の 2 本の直線はパラメータ $s=l=0$ に対応して (18) 式に従う理論値を示す。

金網円筒電極電圧 $V_0=13\text{ kV}$ 、イオン電流 $I_i=120\text{ }\mu\text{A}$ 、パラメータ $l^2=0.9\times 10^{-3}$ のときの電位 $V(R)$ 、電界 $E(R)$ の測定例を図 11 に示す。図中の 2 本の曲線は (16) 式および (20) 式に従う理論値を示す。図中の一点鎖線は直線であって、電位 $V(R)$ の理論曲線が上に凸であることを示すための補助線である。

金網円筒電極電圧 $V_0=13\text{ kV}$ 、イオン電流 $I_i=86\text{ }\mu\text{A}$ 、パラメータ $s^2=0.8\times 10^{-3}$ のときの電位 $V(R)$ と電界 $E(R)$ の測定例を図 12 に示す。図中の 2 本の曲

図 9 シャーヘイ付球形プローブ電圧-電流特性測定例
Fig. 9. Measured voltage-current characteristics of shielded spherical probe.

図 10 電位 $V(R)$ 、電界 $E(R)$ 測定例
Fig. 10. Measured space potential $V(R)$ and field strength $E(R)$.

線は、(9) 式および (14) 式に従う理論値を示す。図中の一点鎖線は直線であって、電位 $V(R)$ の理論曲線が下に凸であることを示すための補助線である。

測定値と理論値を比較すると、電位 $V(R)$ の測定誤差は 1% 以内に収まると判断できる。電界 $E(R)$ の測定誤差は 10% 程度で電位 $V(R)$ の測定誤差よりも大きい。シャーヘイ付球形プローブの先端と円筒電極の間げきが球プローブ直径の 2 倍程度まで縮まると、電界 $E(R)$ の測定誤差は増大する。この理由は、金属円筒電極による球プローブの鏡像のためである。金属円筒電極面上の球プローブの鏡像がイオン電流を吸収するので、球プローブ電極に流入するプローブ電流 I_p は減少し、電界 $E(R)$ の測定値も小さくなる。球プ

図 11 電位 $V(R)$, 電界 $E(R)$ 測定例

Fig. 11. Measured space potential $V(R)$ and field strength $E(R)$.

図 12 電位 $V(R)$, 電界 $E(R)$ 測定例

Fig. 12. Measured space potential $V(R)$ and field strength $E(R)$.

プローブ位置が接地円筒電極に近い場合は、金網円筒電極に近い場合に比べて、電界 $E(R)$ の測定誤差が大きい。球プローブから接地円筒電極を見込む立体角は、金網円筒電極を見込む立体角より常に大きいため、鏡

像の作用も大きく現われる。

電位 $V(R)$ と電界 $E(R)$ の測定誤差の違いは次の理由による。電位 $V(R)$ を求めるためには、プローブ電圧 V_p -プローブ電流 I_p 特性曲線の直線部分、すなわち多数個の測定値を使用する。そのため電位 $V(R)$ の測定誤差は 1% 以内に収まる。電界 $E(R)$ を求めるためには、上述の V_p - I_p 特性曲線が横軸と接する点を使用する。すなわち、少数個の測定値を使用して求めた電界 $E(R)$ の測定誤差は大きい。

Collins 氏らの検証実験の精度より、今回の検証実験の精度が上がった理由は、しゃへい付球形プローブのしゃへいが有効に作用したことによる。支持棒の直径は、細いほうが支持棒の周囲の電界の乱れが小さくて済むので望ましい。支持棒直径を細くしすぎると電界の力により球プローブ位置が移動し、実験誤差を大きくする。

5. ま と め

単極性イオン流場の電位および電界を測定するための球プローブ法の誤差の原因を調べて、より測定誤差の小さいしゃへい付球形プローブを考案した。

しゃへい付球形プローブを製作し、プローブ電流を可動コイル形高感度直流電流計で測定する方法を採用し、球プローブからの漏れ電流を減らすことのできるプローブ電圧印加法を用いた。

中心対称形の単極性イオン流場を三重同軸円筒電極で実現し、電位の計算値としゃへい付球形プローブを用いた測定値とを比較して、プローブ法の測定誤差は 1% 以内に収まることを確かめた。電界の測定誤差は 10% 程度で、電位の測定誤差より大きいことがわかった。

終りに、しゃへい付球形プローブの製作に関し、助言と助力をいただいた本学工学部生産機械工学科助教授 長谷川 正博士、同助手八 高隆雄博士に感謝の意を表します。

(昭和 58 年 2 月 15 日受付, 同 58 年 6 月 10 日再受付)

文 献

- (1) 河野・宅間: 数値電界計算法 (昭 55) コロナ社
- (2) 足立・増田・阿久津: 「針対平板電極における放電空間の負イオン風速分布」, 電学論 A, 97, 259 (昭 52-5)
- (3) 佐藤: 「直流コロナ放電路における電位及空間電荷密度の測定」, 電学誌, 52, 593 (昭 7-8)
- (4) L. F. Collins, Y. Linde & S. A. Self: "Spherical probes for corona discharge", *J. Electrostatics*, 4, 377 (1978)
- (5) S. Masuda & Y. Nonogaki: "Detection of back discharge in electrostatic precipitator", 1980-IEEE IAS Conf. Rec., 912 (1980)