

円筒型電気集じん装置内の電界解析 (第2報)

山田 正実*・羽野 光夫**・足立 宜良**

Analysis of the Electric Field in the Co-axial Cylindrical Electrostatic Precipitator (Part 2)

Masami YAMADA, Mitsuo HANO and Takayoshi ADACHI

Abstract

An analysis of the electric field strength distribution in the electrostatic precipitator (EP) is necessary in order to develop the more efficient, lower cost and smaller EP than usual ones. The analytical method of the electric field strength in the industrially used EP has been experimentally achieved, but a general method of calculation of the electric field strength is not established at present. Our present study is devoted to the establishment of a calculation method for the electric field strength distribution in EP with any electrode structure.

In our previous paper, in the case where the space in cylindrical EP is filled with clean gas, a good agreement was obtained in the comparison of the calculated values by means of the method of successive approximate theoretical equation derived by Uhlman and Mayer.

In this paper, we made this calculation method better and further tried to calculate the electric field strength distribution in EP involved dust gas with the method of successive approximation. At the first, we measured the radius of ionization region by taking photographs of corona glow points and determined electric field strength of the boundary between ionization and space charge region. Then, the approximate boundary condition of space charge density on discharge electrode was determined by using this electric field strength and the calculation of electric field strength distribution was performed on cylindrical EP. The propriety of this calculation is criticized by same means of Steel Ball Dropping method at our previous paper.

The field values calculated by means of the method of successive approximation making use of the approximate boundary condition agree well with the measured values within 4.9% error (average 2.8% error). As the result, it might be concluded that this calculation method is applicable to the analysis of the electric field strength in any other complicated system of EP.

1. ま え が き

社会情勢の変化とともに、環境基準が厳しくなり10年近くが経過した。この間、工場では排出ガスによる大気汚染を防止するため、種々の集じん装置を設置してきた。とりわけ、集じん原理上、きわめて高い集じん性能が保証されている電気集じん装置 (Electrostatic Precipitator 以下 EP と略称) の普及にはめざましいものがあり、公害防止産業の重要な地位を占めるようになった。しかし、EPを設置するには、他の集じん装置と比べ、広い面積と空間、高価なイニシャル

コストを必要とするため、わが国のような狭い立地条件の下におかれている工場では、必然的に小型で高性能かつ安価な EP を要求するようになってきた。

これらの要求を満たす EP を開発するには、EP内の電界強度分布を解析することが不可欠となる。なぜなら、EP内の電界強度分布は、集じん原理上最も基本的な要素であり、集じん対象の粒子の帯電電荷量および集じん作用力を決定し、集じん効率を支配するからである。もし、放電電極と集じん電極間において、通常得られている以上の高い、イオン電流および均一な電界強度を得ることができれば、それだけ小型で高性能な EP の製作が可能となるであろう。しかし、現在、工場で使用されている EP 内のコロナ放電電場

* 大学院電気工学専攻 (現宇宙部興産 (株))

** 電気工学科

の電界解析は実験的に行なわれており、普遍性のある電解計算法は確立されていない。

そこで、本研究は、実用 EP および種々の電極系をもつ EP に適用できる普遍性のある電界計算法を開発することに目的を置いた。前報¹⁾では、円筒型 EP の清浄空間の場合について近似境界条件を使用した逐次近似法²⁾による電界計算を行ない、比較的良好な結果が得られた。

今回は、この計算法に改良を加え、さらにダストが存在する場合の電界計算を試みた。最初に、コロナ輝点を写真撮影し、電離域の大きさを測定して、電離域と空間電荷領域との境界の電界強度を求めた。そして、この電界強度を用いて放電電極上の空間電荷密度に関する近似境界条件を決定して、電界計算を行なった。この電界計算に対する評価基準としては、前報と同じく鋼球落下法³⁾により求めた電界強度の測定値を求めた。その結果、近似境界条件を使用した逐次近似法による電界計算法のより確かな有効性が得られ、有意義であったので報告する。

2. 鋼球落下法による電界測定

2.1 測定原理

イオンに比べて移動度の著しく低い帯電ダストが存在するコロナ放電空間においては、鋼球の帯電電荷量と電界強度との間には、次式のような関係が成立する³⁾。

$$Q = 12\pi\epsilon_0 E a^2 \frac{t}{t + \frac{4\epsilon_0}{N_0 e K + \frac{N_d (P\epsilon_0 E)^2}{\rho_s \mu}}} \quad (1)$$

ここで、 a は鋼球の半径 (m)、 ϵ_0 は真空の誘電率 (F/m)、 t は鋼球の帯電時間 (sec)、 N_d は含じん濃度 (kg/m³)、 P_s はダストの密度 (kg/m³)、 μ はガス粘性係数 (kg/m・sec) である。 P はダストの誘電係数で、その比誘電率を ϵ_s とすると次式で表わされる。

$$P = 1 + \frac{2(\epsilon_s - 1)}{\epsilon_s + 2}$$

今、式 (1) の分母の第 2 項は時間のデイメンジョンをもつので、この項を t_0 とする。そして、 $t \gg t_0$ ならば式 (2) は近似的に次式で与えられる。

$$Q = 12\pi\epsilon_0 E a^2 \quad (2)$$

つまり、清浄空間の場合と同様に次の 3 つの仮定の成立の下で電界測定が可能である。

- (1) 導体球は完全な球形である。

- (2) 導体球の存在する電極空間は球径に比べて十分大きい。
- (3) 導体球周辺のイオン濃度および電界強度は均一である。

2.2 実験装置および方法

<実験装置> Fig. 1 に実験装置の概略を示す。EP の実験を行なうには直流高压電源を必要とするが、本実験では光电式定电压装置の出力电压 (100 V, 60 Hz) をネオントランス (100/15000) で昇圧し、Villard 回路で倍电压整流したものを使用した。この直流高压は、実用 EP を考慮して负极性を使用した。

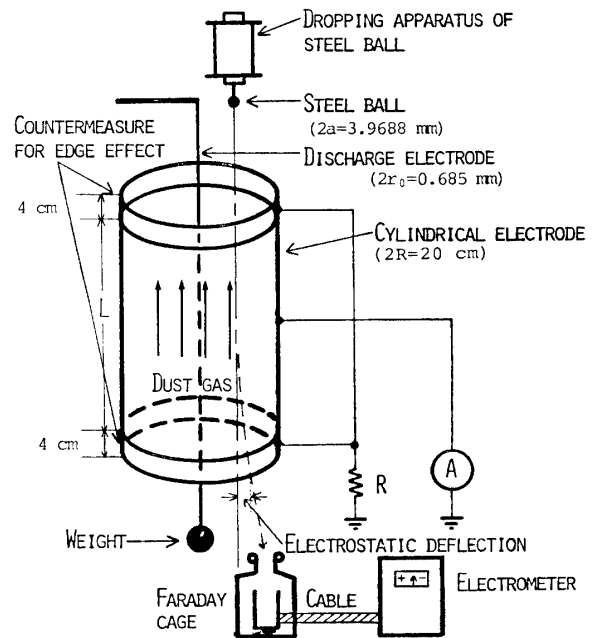


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus.

次に EP 本体については、放電電極に直径 $2r_0 = 0.685 \times 10^{-3}$ m のステンレス線を使用した。また、集じん電極には、前報で求めた鋼球の最適な帯電時間を考慮して長さ $L = 2.7 \times 10^{-1}$ m、内径 $2R = 2.0 \times 10^{-1}$ m の鉄製の円筒管を使用した。この集じん電極は両端に長さ 4.0×10^{-2} m の鉄製のリングが取り付けられ、縁効果対策を行なった⁹⁾。そして、集じん電極の下端はビニールで囲まれており、煙粒子を気流に乗せて導入できるようにしてある。また、電界強度を測定するための装置はベアリングボール (直径 $2a = 3,9688 \times 10^{-3}$ m) を所定の位置に自然落下させるための電磁石型の落下装置も帯電鋼球を受けとめるファラデーケージおよび帯電球の電荷量を測定するためのエレクトロメータで構成されている。

<実験方法> ダストとしては、最も取り扱い易い線香の煙粒子 (粒径約 0.1μ) を濃度 $3.3 \sim 10.0 \sim 10^{-6} \text{ kg/m}^3$ の範囲で風速1および 2 m/sec の気流とともに、円筒の下端から送風機で導入した。電界測定は、煙粒子の濃度の変化に対して、印加電圧 V_0 が $2.5, 4.5 \times 10^4 \text{ V}$ 一定とした場合と、放電電流 I が $1.3 \times 10^{-3} \text{ A/m}$ 一定とした場合について行なった。電界強度の測定値は清浄空間の場合と同じく放電電極の中心からの半径方向への距離 r が $2.0 \sim 9.0 \times 10^{-2} \text{ m}$ の範囲において、 $1.0 \times 10^{-2} \text{ m}$ 間隔で鋼球を同一点に3回通過させその平均値より求められた。なお、実験はすべて静止大気中で行なった。

3. 近似境界条件を使用した逐次近似法による電界測定

現在問題となっている大気汚染の媒煙は、 $10^{-8} \sim 10^{-4} \text{ m}$ の大きさをもつ広範囲なものである。したがって、コロナ放電電界中での粒子帯電機構は電界作用による衝突帯電とイオン拡散帯電の二種類を考慮しなければならない。しかし、実際の工業用 EP におけるダスト粒子は、多くの場合重量割合では粒径 2μ 以上のものが大部分を占めている。また粒径 2μ 以下の粒子も EP の内部において電氣的凝集作用を受け比較的迅速に粗大粒子に凝集成長する⁴⁾とも云われているので一般には衝突帯電が主として考えられる。衝突帯電では、粒子の帯電電荷量は粒径、誘電率が一定ならば、電界強度によって支配される。また、まえがきで述べたように、EP 内の電界強度分布はダスト粒子の分離作用力すなわちクーロン力を決定し、集じん効率に影響を与える重要な要素となる。工業用 EP では、一段式 EP と云われ帯電部と集じん部の電場は同一であり、その結果、電界強度の分布を知ることは EP の集じん効率の改善、設計、小型化または高効率運転に不可欠なものとなっている。

EP 内の電界強度分布を理論的に求めるには、ポアソンの方程式と電流連続の式を連立して、境界条件を満足するように解けばよい。しかし、一般にはコロナ放電の物理現象に正しく対応した境界条件のとり方が現在のところ明らかでないために解析的に解くことは非常に困難である。現在解析が最も容易な円筒型 EP に対しては、電界強度分布は電離域を無視することにより次式のように与えられる^{5),6)}。

$$E = \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} + \left(\frac{E_0 r_0}{r}\right)^2} \quad (3)$$

$$E = \frac{1}{r} \left[\left\{ \frac{I}{4\pi\epsilon_0 K P^2 S^2} + (E_0 r_0)^2 \right\} \exp(2PSr) - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K P R} \left(r + \frac{1}{2PS} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

(ダストが存在する場合)

ここで、 I は放電電極単位長さ当りの電流 (A/m)、 r_0 は放電電極半径 (m)、 k はイオン移動度 ($2.11 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V sec}$)、 r は放電電極中心からの半径方向への距離 (m)、 E_0 はコロナ開始電界強度 (V/m)、 S は 1 m^3 のガス中に浮遊するダストの総表面積 (m^{-1}) である。

ダストが存在する場合は清浄空間の場合と比較して非常に複雑となるが、 P ならびに S が小さい時には式 (4) は近似的に次式のように表わされる。

$$E = \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} \left(1 + \frac{2}{3} PSr \right) + \left(\frac{E_0 r_0}{r} \right)^2} \quad (5)$$

Fig. 2 に印加電圧を一定とした時、 $I=0, I \neq 0$ および $S=0, S \neq 0$ の場合の電界強度分布の関係を模式的に示す。

円筒型 EP では、このように電界強度分布を示す式が一応理論的に求められているが、他の電極系 EP に対しては、前報で述べたようにその理論解は求められ

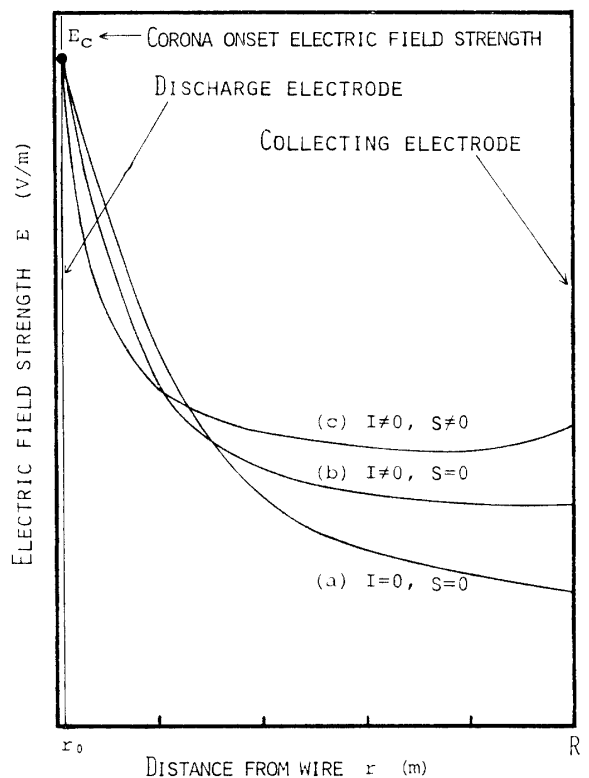


Fig. 2 Corona electric field strength distribution in co-axial cylindrical electrode (schematic diagram).

ていない。そこで、実用 EP および種々の電極系をもつ EP に適用できる電界計算法を開発するために近似境界条件を使用した逐次近似法により電界計算を試みた。以下その説明を行なう。

3.1 ポアソン方程式の逐次近似式への変換

コロナ放電空間にダストが入ってきた場合、ダストはイオンによってただちに帯電され空間電荷密度を増す。この場合ポアソンの方程式は次式ようになる。

$$\nabla^2 \phi = -\left(\frac{\rho}{\epsilon_0} + PSE\right) \quad (6)$$

また、放電電流密度 J (A/m^2) は、イオンによる電流密度 J_i (A/m^2) とダストによる電流密度 J_d の和として与えられる。しかし、 J_i と J_d の間には $|J_i| = J_i$, $|J_d| = J_d$ とすると、 $J_i \gg J_d$ の関係が存在し、 $|J| = J$ として、実験的に求めた J は J_i に等しいとしても実用上正しいことが明らかにされている³⁾。つまり、放電電流に関しては次式が成立する。

$$J \doteq J_i = K\rho E \quad (7)$$

すなわち、ダストが存在する場合も、定常状態では清浄空間の場合と同じく次の電流連続の式が成立すると考えられる。

$$\nabla \cdot J = \nabla \cdot (K\rho E) = 0 \quad (8)$$

ダストが存在する場合の逐次近似式は式 (6), (8) を清浄空間の場合と同様に展開して求められる。

円筒型 EP 内の電界強度分布は、電極構造の点より回転対称をなすため、逐次近似式を求めるのに式 (6), (8) を円筒座標系 (r, θ, z) 上で表わせば、二次元の問題（実際には一次元に帰する）となり計算が容易になる。そこで、式 (6), (8) を円筒座標系で表わすとそれぞれ次式のように与えられる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = -\left(\frac{\rho}{\epsilon_0} + PSE\right) \quad (9)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial z} = \rho \left(\frac{\rho}{\epsilon_0} + PSE\right) \quad (10)$$

次に逐次近似法で電界計算を行なうには、式 (9), (10) を逐次近似式に置き換える必要がある。そこで、

Fig. 3 の点 0 の近傍において、テイラー展開による手法を用いて式 (9), (10) を逐次近似式に置きかえるとそれぞれ次式のように与えられる。

$$\phi_0 = \left\{ \frac{2h_2h_4(h_1\phi_3 + h_3\phi_1)}{h_1h_3(h_1+h_3)} + \frac{2(h_2\phi_4 + h_4\phi_2)}{h_2+h_4} + \frac{h_2^2\phi_4 - h_4^2\phi_2}{r(h_2+h_4)} + h_3h_4 \left(\frac{\rho_0}{\epsilon_0} + PSE\right) \right\} /$$

$$\left\{ 2 \left(1 + \frac{h_2h_4}{h_1h_3} \right) + \frac{h_2 - h_4}{r} \right\} \quad (11)$$

$$\rho_0 = \frac{\epsilon_0}{2} \left\{ - \left(\frac{A}{h_1^2} + \frac{B}{h_3^2} + PSE \right) + \sqrt{\left(\frac{A}{h_1^2} + \frac{B}{h_3^2} + PSE \right)^2 + \frac{4}{\epsilon_0} \left(\frac{A\rho_1}{h_1^2} + \frac{B\rho_2}{h_3^2} \right)} \right\} \quad (12)$$

ここで、 $A = \phi_1 - \phi_0$, $B = \phi_2 - \phi_0$, また h_i (1, 2, 3, 4) は格子間隔である。

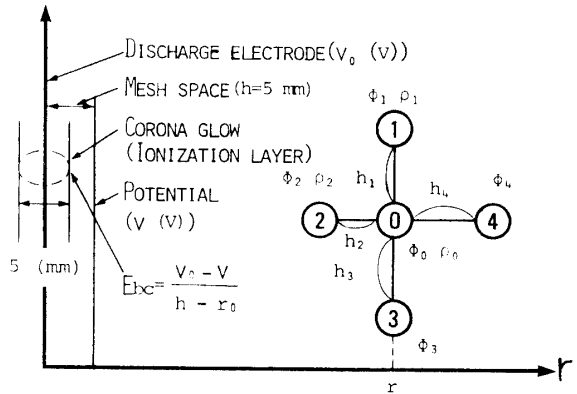


Fig. 3 Numbers of mesh points and ionization layer. (ϕ_i : field potential, ρ_i : space charge density)

3.2 計算方法

円筒型 EP 内の電界計算を行なうために、Fig. 4 に示すようにコロナ放電空間を $1.0 \times 10^{-2}m$ の正方形格子

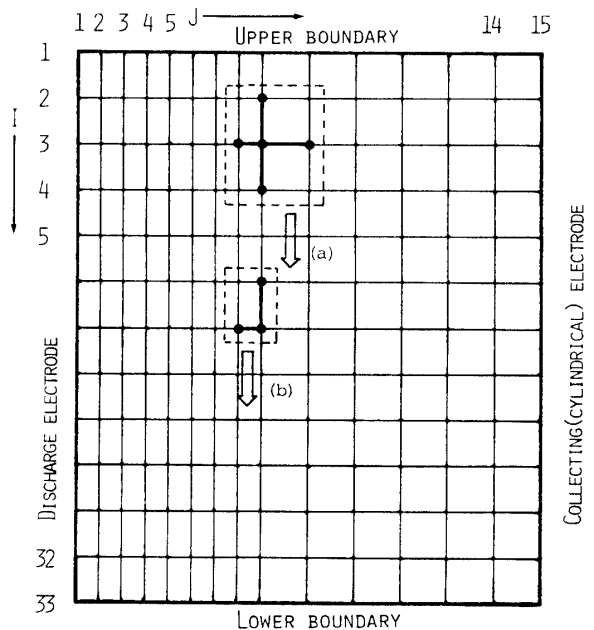


Fig. 4 Schematic diagram for cylindrical corona discharge field divided by meshes.

で分割した。そして放電電極近傍の電界強度は変化分が大きいので放電電格の中心からの距離 $r=4.0 \times 10^{-2}$ m までをさらに二等分し r 方向に対する格子間隔を 5.0×10^{-3} m とした (前報では格子間隔はすべて 1.0×10^{-2} m の正方格子にとられていた)。そこで、Fig. 3 の格子を Fig. 4 中の (a), (b) に対応させて、式 (11), (12) を用いて計算すれば、ダストが存在する場合の円筒型 EP の電界分布を計算できる。

電界計算は、Fig. 5 のフローチャートに従って行なわれているが、図の (5) の「境界値の決定」の所で放電電極上の空間電荷密度に関する境界条件のとり方が前報と異なり、他は大体同じであるのでこの説明以外は省略する (文献1 参照)。そして、コロナ放電電場における電界計算にとっては、この空間電荷密度の境界条件のとり方が最も問題となる。

一般にコロナ放電における電離域は、電離域でつく

られた電子の大部分が中性気体分子に付着して負イオンを形成する領域として仮定され電界計算に使用されている⁷⁾⁸⁾。この仮定に従えば、電離域の外側の空間電荷領域では、放電電流は負イオンによって運ばれ (ダストが存在しても、7.1 節で述べているようにダストによる電流は無視できる)。放電が定常状態にあるならば、この領域では電流連続の式 (8) が成立することになる。この場合、放電電極が“線”であるならば、電離域は円筒型になると仮定でき (その電離域近傍 $r=r_i$ 電離域と空間電荷領域との境界までの半径と考えればよい) の放電電流 J (A/m²) は次式で与えられる。

$$J = \frac{I}{2\pi r_i} \quad (13)$$

そこで、その点の電界強度 E_{bc} を求めることができるならば、式 (7) より空間電荷密度 ρ の値は次式で与えられる。

$$\rho = \frac{I}{2\pi r_i K E_{bc}} \quad (14)$$

この場合、式 (7) は円筒型 EP の構造より回転対称とみなしてスカラーで与えてある。そこで、この点の電界強度 E_{bc} を求めるために、コロナ輝点を写真撮影し、その大きさを測定した。Fig. 6 は平板型 EP (平板間隔 2.0×10^{-1} m) において放電電極直径が 0.685×10^{-3} m の場合のコロナ輝点を撮影したものである。これらの写真より、コロナ輝点を電離域とみなし、その大きさを平均半径 $r_i = 2.5 \times 10^{-3}$ の円筒と仮定した。この事から、放電電極中心からの半径方向の最初の格子間隔 h を 5.0×10^{-3} m にとり、その間の平均電界強度を E_{bc} とみなして次式によって与えた (Fig. 3 参照)。

$$E_{bc} = \frac{V_0 - V}{h - r_0} \quad (15)$$

ここで、 V は放電電極から最初の格子上的電位 (V) である。そこで、この E_{bc} を式 (14) に代入して ρ を計算し放電電極空間電荷密度に関する近似境界条件として電界計算を行なった。

なお、ダストを使用した場合、電界計算を行なうには式 (11), (12) 中の P.S の値を求める必要がある。P.S の値を求めるには、ダストの比誘電率、粒径、密度、円筒型 EP 内での濃度分布を求めなければならない。しかし、本研究では、ダストとしてその取り扱い易さから線香の煙粒子を使用しているのので、粒径を除いてすべて不明のため P.S を計算できない。そこで、

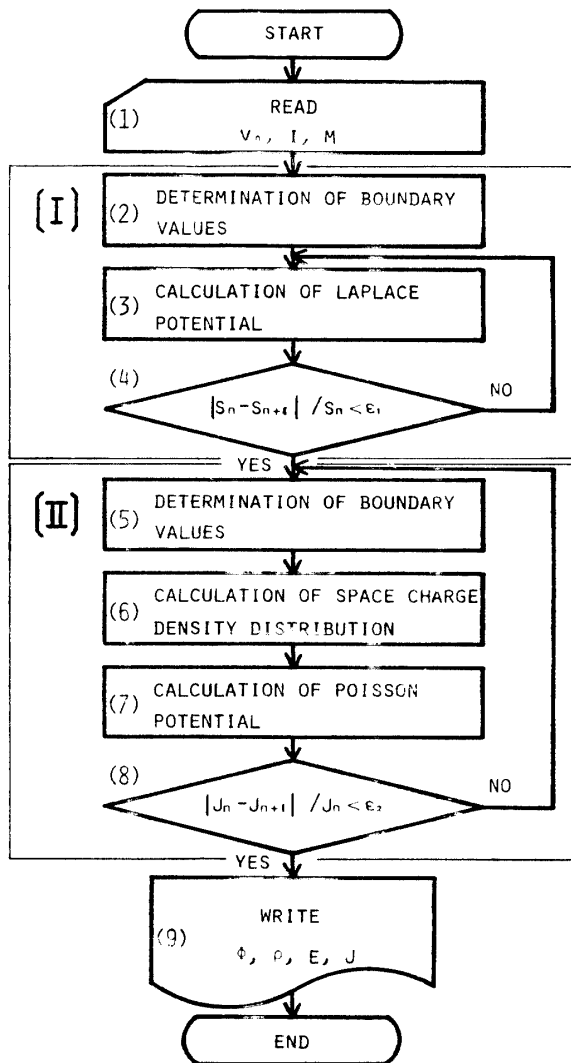
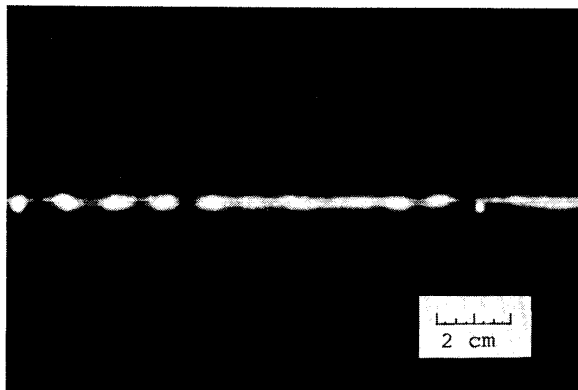
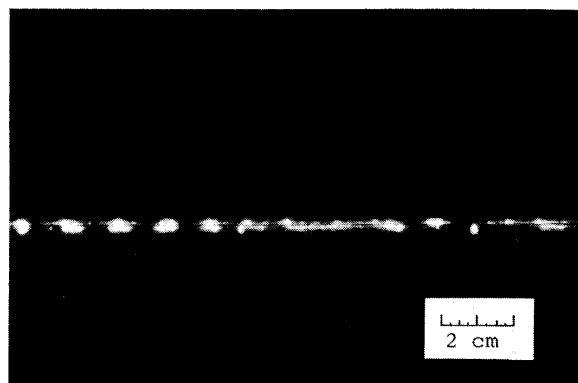


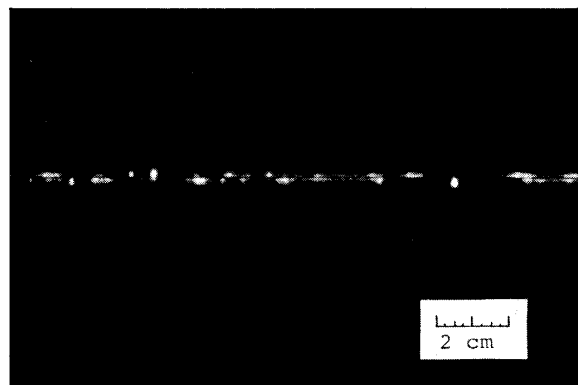
Fig. 5 Flow chart of calculation for corona discharge field in co-axial cylindrical electrode.



(a) $2r_0=0.685 \times 10^{-3} \text{m}$, $V_0=5.0 \times 10^4 \text{V}$



(b) $2r_0=0.685 \times 10^{-3} \text{m}$, $V_0=4.0 \times 10^4 \text{V}$



(c) $2r_0=0.685 \times 10^{-3} \text{m}$, $V_0=3.0 \times 10^4 \text{V}$

Fig. 6 Photograph of corona glow.

この値を決定するために式(4)のP・Sを0~15.0 m⁻¹まで1.0ずつ変化させて計算し、電界強度の測定値と $r=4.0 \sim 6.0 \times 10^{-2} \text{m}$ の範囲で比較し値が最も良く一致した時のP・Sの値を計算に使用している。また、計算では、P・Sは半径方向に対して一定としてある。

4. 検 討

まず、円筒型EP内におけるガス流速 v_g (m/sec)

の有無で放電特性に変動を生じるか否かを測定し、煙粒子が存在する場合の放電特性を測定した。結果は、Fig. 7に示してあり、ガス流速 v_g の有無で放電特性に相異が生じないことが確認された。また、ダストの存在については、含じん濃度の増加につれて等印加電圧における放電電流が減少している。これは、帯電煙粒子の空間電荷効果の影響が含じん濃度の増加とともに大きくなり、放電電極近傍の電界強度が弱められ、コロナ放電が抑制されるためである。

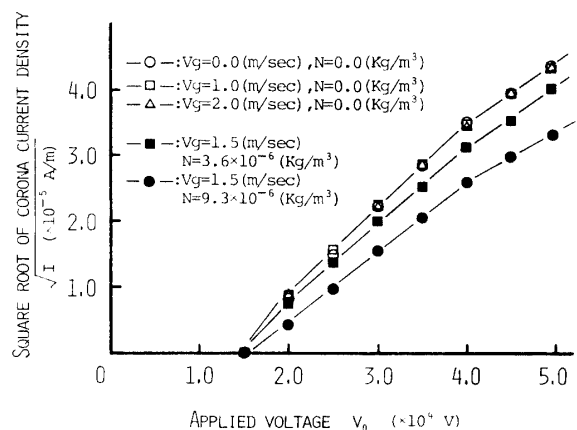
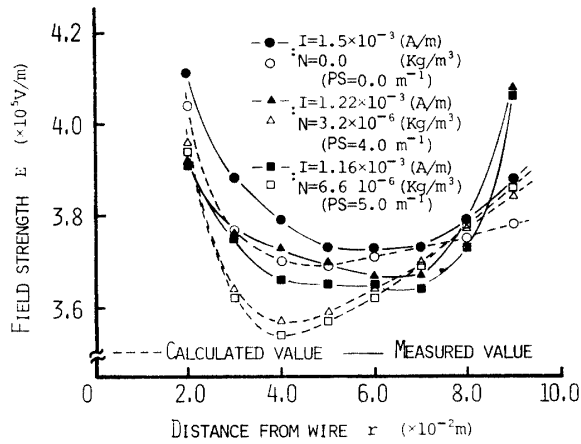


Fig. 7 Effect of air flow and dust (incense particle) on corona discharge characteristics ($2r_0=0.685 \times 10^{-3} \text{m}$).

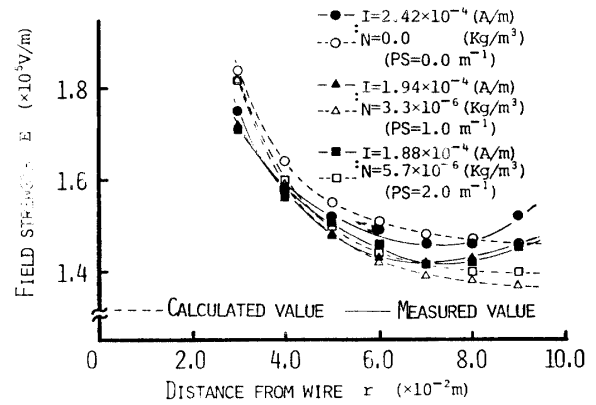
Fig. 8 は放電電極の直径 $2r_0=0.685 \times 10^{-3} \text{m}$, ガス流速 $v_g=1 \text{ m/sec}$ の場合の電界強度の測定値および計算値であり、(a) は印加電圧 $V_0=4.5 \times 10^4 \text{V}$, (b) は $V_0=3.5 \times 10^4 \text{V}$ (c) は $V_0=2.5 \times 10^4 \text{V}$ 一定とした時のグラフである。Fig. 9 は $2r_0=0.685 \times 10^{-3} \text{m}$, $v_g=2.0 \text{ m/sec}$ の場合の電界強度分布の測定値、計算値であり、(a) は $V_0=4.5 \times 10^4 \text{V}$, (b) は $V_0=3.5 \times 10^4 \text{V}$, (c) は $V_0=2.5 \times 10^4 \text{V}$ 一定とした時のグラフである。 V_0 を一定にした場合、含じん濃度の増加につれてイオンに比べて移動度の著しく小さい煙粒子による空間電荷効果のため、放電電極近傍では電界強度が低くなり、集じん電極近傍では逆に高くなる (Fig. 2 参照)。

Fig. 8, 9のグラフでは計算値にはこの傾向がみられるが測定値にはみられない。また、平均電界強度は計算値および測定値とも、含じん濃度の増加につれてわずかながら低くなっている。

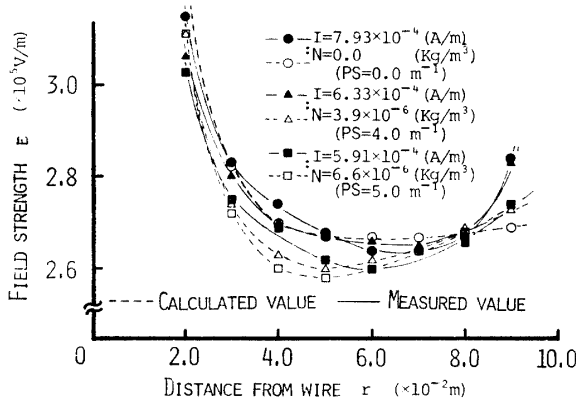
Fig. 10 は $2r_0=0.685 \times 10^{-3} \text{m}$, $v_g=1 \text{ m/sec}$, 放電電流 I を $1.3 \times 10^{-3} \text{A/m}$ 一定とした場合の測定値および計算値を示す。Fig. 10 を一定とした場合には、電界強度は計算値および測定値とも含じん濃度の増加につれて高くなっている (Fig. 10 参照)。Fig. 8~Fig. 10



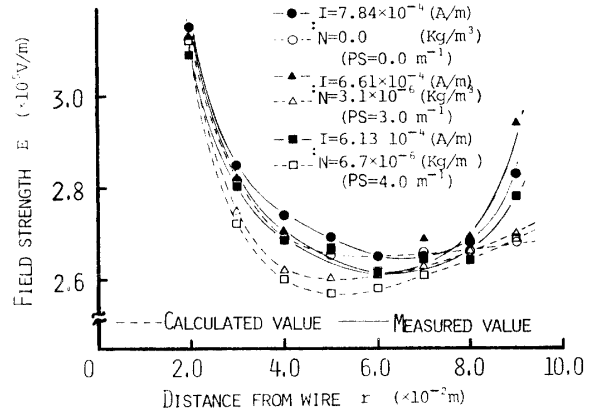
(a) $2r_0 = 0.685 \times 10^{-3} \text{ m}$, $V_g = 1.0 \text{ m/sec}$, $V_0 = 4.5 \times 10^4 \text{ (V)}$



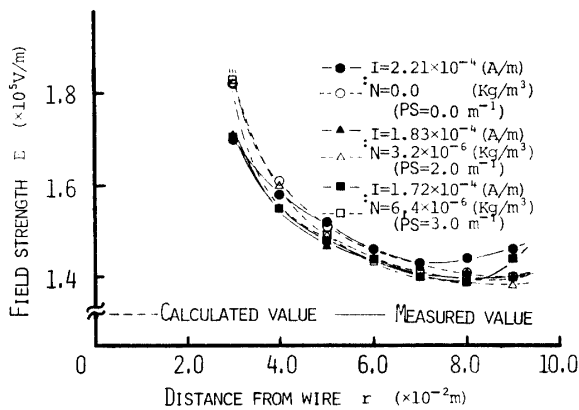
(a) $2r_0 = 0.685 \times 10^{-3} \text{ m}$, $V_g = 2.0 \text{ m/sec}$, $V_0 = 4.5 \times 10^4 \text{ V}$



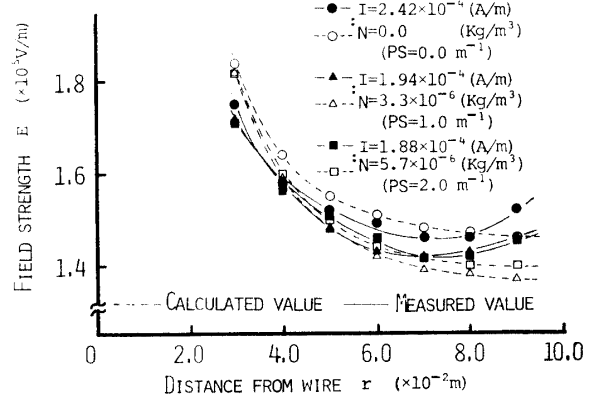
(b) $2r_0 = 0.685 \times 10^{-3} \text{ m}$, $V_g = 1.0 \text{ m/sec}$, $V_0 = 3.5 \times 10^4 \text{ (V)}$



(b) $2r_0 = 0.685 \times 10^{-3} \text{ m}$, $V_g = 2.0 \text{ m/sec}$, $V_0 = 3.5 \times 10^4 \text{ V}$



(c) $2r_0 = 0.685 \times 10^{-3} \text{ m}$, $V_g = 1.0 \text{ m/sec}$, $V_0 = 2.5 \times 10^4 \text{ (V)}$



(c) $2r_0 = 0.685 \times 10^{-3} \text{ m}$, $V_g = 2.0 \text{ m/sec}$, $V_0 = 2.5 \times 10^4 \text{ V}$

Fig. 8 Corona electric field strength distribution in co-axial cylindrical electrode.

Fig. 9 Corona electric field strength distribution in co-axial cylindrical electrode.

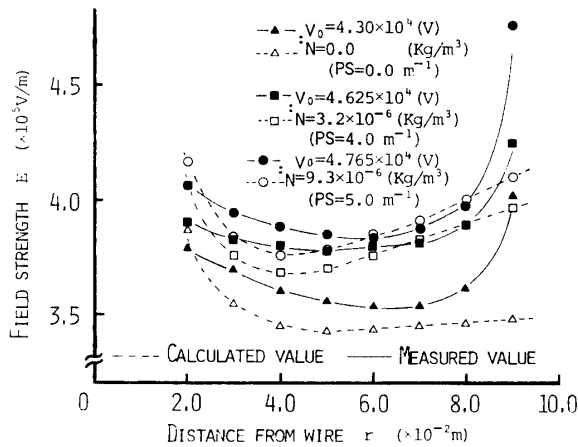


Fig. 10 Corona electric field strength distribution in co-axial cylindrical electrode ($2r_0 = 0.685 \times 10^{-3}$ m, $V_0 = 1.0$ m/sec, $I = 1.3 \times 10^{-3}$ A/m).

のグラフより計算値は測定値と4.9%以内(平均2.8%)の誤差で良い一致を示した。

5. まとめ

鋼球落下法によりダストとして線香の煙粒子が存在する場合の電界測定を行なった。そして、前報¹⁾の近似境界条件を使用した逐次近似法に次の2点の改良を加えて電界計算を行なった。

- イ) 電界強度の変化が多きい部分の格子間隔を小さくしてより正確な計算ができるようにした。
- ロ) 放電電極表面でのコロナ輝点を写真撮影し、電離域の大きさを測定し、空間電荷密度に関する近似境界条件を決定して電界計算を行なった。

これらの2点の改良を加えた電界の計算値は、清浄空間の場合の測定値と式(3)から求めた理論を評価基準として、またダストが存在する場合は、測定値を評価基準として比較検討した結果以下の事が明らかになった。

- 1) 清浄空間の計算値は測定値と6.7%以内(平均4.4%)の誤差で、また理論値と3.9%以内(平均2.8%)の誤差で一致した。したがって、前報¹⁾より良い結果が得られた。
- 2) ダストが存在する場合の計算値は測定値と4.9%(平均2.8%)の誤差で一致を示した。
- 3) 放電電極表面の空間電荷密度に関する近似境界条件を使用した逐次近似法による電界計算は、上記2件の結果より清浄空間およびダストが存在する場合の円筒型EP内の電界解析にとって有意義である。
- 4) 空間電荷密度に関する近似境界条件のとり方は円筒型EPと異なった電極系をもつEP内の電界計算にも適用できる可能性が得られた。

終りに、本研究を行なうにあたって御指導御支援頂く増田教授(東大・工)、赤崎教授(九大・工)、梶崎教授(山大・工)並びに御援助頂いた本学池田技官、卒業生村田君(現・セントラル硝子K/K)に感謝します。

参考文献

- 1) 山田正実, 岸本勝美, 足立宜良: 工学部研究報告, **29**, 61 (1978)
- 2) 増田関一, 河野照哉: プリンツ電界計算法, 朝倉書店 (1971) p. 171
- 3) 諫早典夫: 電気学会誌, **82**, No. 881 219 (1962)
- 4) 橋本清隆, 谷口一寛: 高電論集じん装置の理論と実際, 電気書院 (1965) p. 37
- 5) O. Mayer: Arch. f. Elek., **18**, 270 (1927)
- 6) Uhlman: Arch. f. Elek., **23**, 323 (1929)
- 7) M. P. Sarma, W. Janischewskyj: Proc. IEEE, **116**, No. 1, 161 (1969)
- 8) S.E. Debeiky: IEEE, Trans., **PAS-90**, No. 1, 165 (1971)
- 9) 足立宜良, 川崎元之, 岸本勝美: 静電気学会誌, 投稿中 (昭和54年4月16日 受理)