コロナ放電におけるイオン電流分布の相似性について

東京大学 増 田 閃 一

東京大学 新 岡 正 樹

1. はじめに

電気集じんではコロナ放電によってダストの荷電が行なわれている。この場合、ダスト粒子の理論飽和電荷量 Q_s は粒子が球形でその半径 a が (1) $a \geq 1 \mu\text{m}$ の場合、コロナ空間の電界 E に比例するとともに、荷電に要する時間 (荷電時定数で表現) τ はイオンの電荷密度 ρ_i に反比例し、また (2) $a \leq 0.1 \mu\text{m}$ のときは Q_s は E, ρ_i に無関係となるが、 τ は ρ_i に反比例することが知られている⁽¹⁾。ところで荷電空間における電極系としては、通常ロッドに一定間隔で針を植え込んだ針付ロッド対平板電極や針金対平板電極が用いられる。この場合、コロナ放電の発生様態は前者の電極系ではもちろん点状となるが、後者の場合でも負コロナを使用する限りは*、コロナは放電線上にある間隔をもって点状に発生することが知られている。このようにコロナが点状に発生する結果として、荷電空間には必然的にイオンのデッドスペース ($\rho_i = 0$ の場所) が生ずることとなるが、筆者らはこれが荷電効率の低下をもたらすことを確認した⁽²⁾。

一方、電気集じん装置の性能を低下させる異常現象として、逆電離現象とダスト再飛散現象とがあるが、これらはともにダストの電気抵抗率 ρ_d と集じん極上の負イオン電流密度 i によって左右されることが知られている。すなわち、 $i \times \rho_d$ が小さくなり過ぎると集じん極上にたい積したダスト層に電氣的付着力が働かなくなると同時に、静電誘導による正極性の帯電が起こ

って負極性にある放電極に吸引され著しい再飛散を起こす。逆に $i \times \rho_d$ が過大 ($5 \sim 10 \text{ kV/cm}$ 以上) になるとたい積ダスト層で絶縁破壊が起こって、ここから正コロナを生ずるいわゆる逆電離を起こし、火花電圧の低下やダスト荷電量の大幅な低下をもたらす。これらの現象の発生については ρ_d, i の平均値もさることながら、集じん極上の i の分布が大きな影響をもつ。例えば、 ρ_d が著しく高く ($10^{10} \sim 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ 以上)、 i の分布が極めて不平等な場合、 $i = 0$ の場所では再飛散、が最大値付近の値をとる場所では逆電離が同時に発生することすらある。従って、イオン電流の分布様態を解明することは、再飛散や逆電離との関連においても大きな重要性をもっている。

本論文は以上の問題提起に基づいて、コロナ放電における電流密度分布のパターンに関して行なった研究結果の報告である。

2. 平板電極上のイオン電流密度分布

コロナ空間での E と ρ_i の分布の測定法としては鋼球落下法⁽³⁾や探針法⁽⁴⁾が知られているが、いずれも三次元電界の場合には問題があり、その手法はまだ確立されていない。そこで本研究においては、専ら平板集じん極上でのイオン電流密度分布を測定し、電極の幾何学的形状によって、この電流密度分布がどのように変わるかを実験的に調べることにした。

〈2・1〉 実験装置および測定方法 針金対平板電極の負コロナ放電においては、コロナ点が時間とともに絶えず移動するので、放電極としては針電極を使用

Similitude Law in Corona Current Distribution By Sen-ichi Masuda, Member & Masaki Niioka, Member (Faculty of Engineering, University of Tokyo).

増田閃一: 正員, 東京大学

新岡正樹: 正員, 東京大学 (現在, 新日本製鉄株式会社)

*: 工業用電気集じん装置では、通常、負コロナが使用されている。その理由は、負コロナのほうが正コロナよりも火花電圧が高いからである。

第1図 平板上電流密度分布の測定装置

Fig. 1. Probe method for the measurement of current density distribution upon the plate electrode.

して実験を行なった。本研究で用いた平板上のイオン電流密度分布の測定装置を第1図に示す。電流密度の測定は、図に示されるようなプローブによって行なった。電流密度 i の算出にあたっては、 A_1 による測定電流 I_{A1} をプローブの有効面積で割ればよいが、プローブには電気力線が集中するので、その有効直径は 0.58mm であった。この有効直径は I_{A1} の測定値を平板 S 上にわたって積分した値 $\int_S I_{A1} \cdot dS$ と全電流 I_{A2} の測定値とを比較することにより決定した。この有効直径を用いて i を平板上で積分して求めた全電流の値は、その直接測定値 I_{A2} とすべての測定において $\pm 10\%$ 以内の精度で一致した。この誤差は測定プローブの移動に伴う横方向への偏移や積分誤差によるものと思われる。電流 I_{A1} の測定値は $0.2 \sim 200\text{mA}$ と極めて微小であったため、漂遊イオン電流による誤差を生じやすく、これを完全に防ぐには平板電極の直下に電流計 A_1 を置き、かつ、これに至るまでの経路を完全にシールドする必要があった。

〈2・2〉 針1本対平板電極における電流密度分布

まず、第1図に示されたような針1本対平板電極の電極系において、電極間距離 d を 1cm から 10cm まで 1cm ごとに変え、かつ印加電圧を全電流が $10, 50, 100, 200\mu\text{A}$ になるように変えて、それぞれの場合における負コロナの平板上電流密度分布を求めた。第2図はその結果の一例で、 $d=2\text{cm}$ および 10cm のもとで全電流 I を上記の各値にした場合の板上の針直下位置を原点とし、それからの距離 x に対する板上電流密度 i の変化をプロットしたものである。ただし、 x 方向の距離については電極間距離 d で基準化し、電流密度 i についてはその最大値 (すなわち $x=0$ での電流密度値) i_p で基準化してプロットしてある。このような基準化を行なうと電極間距離 d および全電流 I を大

第2図 針1本対平板電極における平板上電流密度分布(I) (d を一定とし I を変化した場合)

Fig. 2. Current density distribution upon the plate electrode in the case of single-needle to plate electrode system. (I).

第3図 針1本対平板電極における平板上電流密度分布(II) (I を一定とし d を変化した場合)

Fig. 3. Current density distribution upon the plate electrode in the case of single-needle to plate electrode system. (II).

きな範囲にわたって変えたにもかかわらず、平板上における電流密度分布のパターンは周辺部の i の小さな領域 ($i/i_p < 0.2$) を除いてはほとんど変化しないことがわかる。更に電極間距離 d を 2cm および 10cm 以外の上記の各値に変えて同じ測定を行なったところ、そのすべての場合について同じ結果が得られ、しかもそのパターンが相互に良く一致することが見いだされた。

第3図は全電流 I を $100\mu\text{A}$ に保って d を変えた場合の平板上電流密度分布を第2図と同じく基準化して表わしたものである。この場合にも、 i の小さな領域 ($i/i_p < 0.2$) を除いては電流密度分布のパターンが良く一致している。この場合についても I を $100\mu\text{A}$ 以外の各値に設定して行なった同様の測定について同じ結果が得られ、かつこれらパターン相互の良好一致が見られた。第2図および第3図の曲線Aは得られたすべ

での測定値を総合して描いた電流密度分布の代表曲線である。このように全電流を変えても、電極間距離を変えても d で基準化された x 座標についての i_p で基準化された電流密度 i のパターンに変化がないということは、上記電極系でのコロナ放電における平板電極上の電流密度分布のパターンと電極の幾何学的形状との間に相似則が成立していることを示している。第2図、第3図の周辺のほぼ $i/i_p < 0.2$ の領域での電流密度分布のパターンには不一致が見られる。その理由は明らかでないが、 d を変える際に電極の幾何学的な形状を完全に相似に保つことができなかったことによるものではないかと思われる。すなわち、 d を増した場合には針電極の直径や先端の曲率半径をも相似的に増さなければ電極を完全に相似したことはならないが、この場合は同じ針電極を使用して d のみを増しているため、相対的に針を細くしていったことになり、これがほぼ $i/i_p < 0.2$ の領域でのパターンの差異の原因になっているものではないかと考えられる。

以上のことから、空間における電流密度の分布にもまた、相似則が成立していることが予想される。

〈2・3〉 針2本対平板電極における電流密度分布

次に、隣接するコロナ点からのイオン電流の影響を調べるために放電極を2本にして平板上の電流密度分布を測定した。針電極は第4図のように距離 l を隔てて互いに平行に保ち、 l/d が一定に保たれるように、 l, d の値を変えて平板電極上の電流密度分布を測定した。第5図は $l/d=1, I=100\mu\text{A}$ とした場合の測定結果を前と同様の方法でプロットしたもので、やはり電流密度分布のパターンに相似則が成立していることがわかる。また、この場合についても全電流 I を $100\mu\text{A}$ 以外の各値に設定して d を変えつつ測定したところ、やはり板上電流密度分布のパターンが変わらないことが確かめられた。更に、 $l/d=0.3, 0.375, 0.5, 0.75, 1.5, 3.0$ の各場合についても相似則が成立することが確認された。

〈2・4〉 針付ロッド対平板電極における電流密度分布 最後に実際の電気集じん装置でよく使用されている針付ロッド対平板電極における平板上の負コロナ電流密度分布を測定した。第6図に使用した針付ロッド電極を示す。この場合、板上電流密度分布に最も大きな影響を与えるのは針間隔 l と電極間隔 d の比 l/d と考えられるが、このほかにロッド電極の影響を無視することはできない。従って、相似則の成立を調べるには l/d のほか $a:b:c:l:D$ の寸法比をもできるだけ一定に保って電極系の相似性を保持しなければならない。第6図中の表は使用した3とおりの針付ロッド

第4図 針2本対平板電極の構成図

Fig. 4. Construction of twin-needle to plate electrode system.

第5図 針2本対平板電極における平板上電流密度分布 (l/d および I を一定とし、 l, d を変化させた場合)

Fig. 5. Current density distribution upon the plate electrode in the case of twin-needle to electrode system.

第6図 針付ロッド対平板電極の構成図

Fig. 6. Construction of the barbed rod to plate electrode system.

の寸法で、不完全ながらこの条件を満たすように努めたものである。針間隔 l と針突出長 b の比は板上電流密度分布に影響をもつものと考えられるので、 l/b の値はほぼ実用の放電極での値である $7.5 \sim 12$ の範囲に選んだ。

第7図に上記3種類の電極を用い、 d を変えて $l/d = 3/4$ 一定とした場合の $I=50\mu\text{A}$ および $100\mu\text{A}$ に対する平板上の電流密度分布を示す。この場合、ロッド電極や隣接する針電極の影響で第6図の x 方向と y 方向とでは分布のパターンが異なるので、第7図(a)に

第 8 図 針付ロッド対平板電極における平板上電流密度分布 (I)
(l/d および I を一定とし, l, d を変化させた場合)

Fig. 7. Current density distribution upon the plate electrode in the case of barbed rod to plate electrode system-(I).

第 8 図 針付ロッド対平板電極における平板上電流密度分布 (II) (種々の l/d に対する相似則)

Fig. 8. Current density distribution upon the plate electrode in the case of barbed rod to plate electrode system-(II).

は x 軸上のパターンを, 第 7 図 (b) には y 軸上のパターンを示す。このように針付ロッド対平板電極の場合にも基準化した電流密度分布は i が i_p に比べて小さい部分を除いては, l/d を一定に保ち, かつ電極の寸法比をほぼ相似とする限り, 両極間距離 d や全電流 I に関係なく等しくなって, やはり電流密度分布に相似則が成立することが確かめられた。またこの場合, 平板上のイオン電流の y 方向の分布はこれに垂直な x 方向の分布に比べて, かなりの広がりを出すことが認められた。第 8 図は $l/d = 1.0, 1.5, 2.0, 3.0$ の場合の相似則を代表する x 軸上および y 軸上の電流密度分布曲線である。図に見られるように $l/d > 3/4$ となると, 平板上に $i = 0$ となる領域が現われてくる。以上のように相似則が成立する以上, 電流密度分布の上で最も望ましい

第 9 図 m, h および $\eta_{0.1}$ と l/d の関係
Fig. 9. The values of m, h and $\eta_{0.1}$ as a function of l/d .

電極構造を定めるには, 寸法比 l/d の違う幾種類かの電極パターンについて相互比較を行えば十分で, 実寸法を変化させてその影響を調べる必要がなくなる。

第 9 図は針付ロッド対平板電極におけるイオンカーテンの良さを示す指標として, 図示の縦横の広がり比 $m = y_1/x_1$, y 軸上の広がり幅 $h = y_2/d$, x 軸上で $i > 0.1 i_p$ となる部分, すなわち粉体を再飛散することなく有効に保持できると考えられる部分*の割合 $\eta_{0.1}$ をとり, これらが電極の幾何学パターン l/d によってどのように変わるかを示したものである。実際の電気集じん装置に実用されている針付ロッド対平板電極においては $l/d = 0.5 \sim 0.7$ に選ばれているが, これは上記の指標 $\eta_{0.1}$ が 100% からやや下がり始める所にあたっており, かつ指標 h についても y 方向のガス速度

*: 粉体層にわずかながら電流が流入することが再飛散しないための条件である。その目安をつけるため, $i > 0.1 i_p$ の領域をここではとることとした。

が 1m/s 程度で粒子が板上に分散捕集されるものと想定した場合には十分保持可能な値（すなわち、ダストが通常の集じん速度で平板に達した場合、 $i=0$ となっていない）となっており、結果的には実際に用いられている設計値は合理的な値の範囲に選ばれることがわかった。

3. 緩和法によるイオンカーテンの計算

前章の結果から、空間における電流密度分布と電極の幾何学的形状との間にも相似則が成り立つことが予想される。しかしながら、すでに述べたとおり二次元的な空間以外の空間でのコロナ電流密度分布の測定には多くの困難が伴うので、ここでは針 1 本対平板電極の場合について、緩和法により空間でのコロナ電流密度分布を計算し、これから空間電流密度分布と電極の幾何学的形状との間の相似則の成立を調べることにした。

〈3・1〉 ポアソン方程式の近似解 まず、両電極間の空間にイオンのない場合の静電界（ラプラス電界）を求めておく。

針対平板電極の作るラプラス電界は、針を次式で与えられる回転双曲面

$$-\frac{x^2+y^2}{d^2 \tan^2 \theta_0} + \frac{z^2}{d^2} = 1 \dots\dots\dots (1)$$

d : 電極間距離, θ_0 : 漸近線の傾斜角

で近似することにより、解析的に求められる⁽⁵⁾。すなわち、長軸回転双曲面座標 (α, β, ϕ)

$$\left. \begin{aligned} x &= c \sin h \alpha \sin \beta \cos \phi \\ y &= c \sin h \alpha \sin \beta \sin \phi \\ z &= c \cosh h \alpha \cos \beta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

を用いれば、ポテンシャル ϕ は

$$\phi = \frac{V_0}{\ln \left(\cot \frac{\theta_0}{2} \right)} \ln \left(\cot \frac{\beta}{2} \right) \dots\dots\dots (3)$$

と求められる。ただし、 V_0 は印加電圧で、 β は針電極面では 0、平板電極面では $\pi/2$ をとる。

次に電極間に空間電荷が存在するコロナ空間の電界は次のポアソン方程式を満足する。

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \rho / \epsilon_0 \dots\dots\dots (4)$$

ただし、 $\mathbf{E}$ は空間における電界強度、 ρ は空間電荷密度である。この場合 ρ は定常状態では電流連続の式

$$\operatorname{div} \mathbf{i} = \operatorname{div} (K \rho \mathbf{E}) = 0 \dots\dots\dots (5)$$

K : イオン移動度

を満足するような分布をとる。従って、コロナ空間の電界 $\mathbf{E}$ と電荷密度 ρ は (4)、(5) 式を与えられた境

界条件のもとに解けば求められることになる。

(4) 式をポテンシャル ϕ に関して円筒座標 (r, θ, z) で表わすと

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} &= -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (r \neq 0) \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} &= -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (r = 0) \end{aligned} \right\} \dots\dots (6)$$

となる。これを用い、かつ K = 一定として (5) 式を同じく ρ に関して円筒座標で表わすと

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial z} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial \phi}{\partial r} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial r} &= \frac{\rho^2}{\epsilon_0} \quad (r \neq 0) \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z} &= \frac{\rho^2}{\epsilon_0} \quad (r = 0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

となる。(6) 式および (7) 式から針対平板電極に対する ϕ と ρ の解析的な解を得ることはできないので、空間を格子で分割し、それらの格子点に関する ϕ と ρ の逐次近似式を用いて各点の ϕ と ρ の値が収束するまで繰り返し計算を行なう、いわゆる緩和法によって近似解を求めることにする。

境界においては必ずしも正方格子にならないので、第 10 図に示されるような格子点 0~4 に関して逐次近似式を求めておくことにする。それぞれの格子点でのポテンシャルを ϕ_i 、空間電荷密度を ρ_i と書くと、(6) 式から

$$\left. \begin{aligned} \phi_0 &= \left[\frac{1}{s_1(1+s_1)} \phi_1 + \left(\frac{1}{s_1} - \frac{h}{2r} \right) \frac{\phi_2}{1+s_2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\phi_3}{1+s_1} + \left(1 + \frac{h}{2r} \right) \frac{\phi_4}{1+s_2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{h^2 \rho_0}{2\epsilon_0} \right] \left/ \left(\frac{1}{s_1} + \frac{1}{s_2} \right) \right. \quad (r \neq 0) \\ \phi_0 &= \frac{1}{6} \left[\phi_1 + 4\phi_4 + \phi_3 + \frac{h^2 \rho_0}{2\epsilon_0} \right] \quad (r = 0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

また、(7) 式から

$$\left. \begin{aligned} \rho_0^2 &= \frac{\epsilon_0}{s_1 s_2 h^2} \left[(\phi_1 - \phi_0)(\rho_1 - \rho_0) \right. \\ &\quad \left. + (\phi_2 - \phi_0)(\rho_2 - \rho_0) \right] \quad (r \neq 0) \\ \rho_0 &= \frac{\epsilon_0}{h^2} (\phi_1 - \phi_0)(\rho_1 - \rho_0) \quad (r = 0) \end{aligned} \right\} \dots\dots (9)$$

第 10 図 格子点の番号

Fig. 10. Numbers of the mesh points.

が導かれる。

境界条件としては、 ϕ に関しては針電極上で、印加電圧 ϕ_0 、平板電極で 0 に等しいとすればよいが、最も問題になるのは ρ の境界条件である。なぜならば、 ρ に関して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からである。そこで、ここでは針の先端の格子点を点電荷源と考え、ここに次のような値の電荷密度 ρ_c を与えてやることにした。すなわち、この値 ρ_c はある電極間隔で最終的に平板上で得られる全電流の計算値 I が、さきに求めたその電極間隔における全電流の実験値に等しくなるよう trial and error によって求めるのである。格子点間隔は $h=d/20$ とし、 z 方向は $2d$ まで、 r 方向については $3d$ までの空間範囲を考慮した。計算にあたっては、収束を早めるため ϕ の初期分布として (3) 式のラプラス電界における ϕ の分布をとった。また ρ の初期分布は針の先端以外は 0 とした。逐次近似式の繰り返し計算数は、原則として針下の z 軸上での ϕ および ρ の変化が 1% 以内になったとき打ち切ることとしたが、 ϕ に関しては空間でのポテンシャルが針のポテンシャルよりも大きくなるという不都合な現象が起きるので、最大 10 回の繰り返し計算で z 軸上での変化が 1% 以下にならないときはそのまま計算を打ち切った⁽⁶⁾。

上のような ρ の境界条件のとり方は、便宜的かつ実験的なとり方で、コロナ点の物理現象に立脚したものではない。従って、与えられた ϕ_0 に対する I の値を、ここで述べた計算手法で任意の電極系に対して求めることは不可能である。しかし、 ϕ_0, I が既知の場合、コロナ空間における ρ, E, i の分布のパターンを求めるには、このような ρ の境界条件のとり方を採用することによる誤差は小さいものと考えられる。なぜならば、針の先端の一点で ρ_c を指定する場合と、そ

の近傍の小さなコロナ領域の外周にある分布をもって ρ_c に相当するものを設定する場合とでは、針先端の近傍を除く大部分の空間領域で ρ, E, i の分布に大差がないものと考えられるからである。

〈3・2〉 計算結果 まず、このような計算によって得られる平板電極上の電流密度分布を第 2 章の実験値と比較して第 11 図に示す。同図 (a) は $d=1\text{cm}$ 一定として I を変えた場合の計算結果で、計算による電流密度分布も I の値に関係なく同一パターンとなり、かつこのパターンは実測結果に近いものとなっていることがわかる。また同図 (b) は $I=100\mu\text{A}$ 一定として d を変えた場合についての計算結果であるが、同図 (a) と全く同じ結果が得られた。これらの結果から、計算による平板上電流密度分布もやはり相似則を示すとともに、その分布のパターンは実測結果とほぼ一致することが確認された。これはまた〈3・1〉節の計算手法、特に ρ の境界条件のとり方がコロナ空間における電界 E 、電荷密度 ρ 、従って電流密度 i の分布を求める目的に対しては妥当であることを物語っている。第 12 図には、これらの場合の平板電極上の基準化された電荷密度 ρ の分布を、第 13 図には平板電極上の基準化された電界強度 E の分布を示す。ただし ρ_p, E_p は $r/d=0$ における板上での ρ, E の計算値である。第 12 図、第 13 図に見られるように、計算によって得られた平板上の電荷密度 ρ および電界強度 E の分布もまた電極形状との間に相似則を有している。第 13 図には比較のため空間電荷のない場合 ($I=0$ の場合) の平板電極上の静電界の分布を併記したが、空間電荷の存在する場合の E/E_p の板上分布とほとんど一致していることがわかる。

そこで空間分布についてこの点を調べるため、上述の計算によって得られた空間におけるポテンシャル ϕ の分布を空間電荷のない場合の静電界の ϕ の分布と

第 11 図 針 1 本対平板電極における平板上電流密度分布の計算値

Fig. 11. Calculated values of current density distribution upon the plate electrode in the case of single-needle to plate electrode system.

第 12 図 針 1 本対平板電極における平板直上の空間電荷密度の計算値
Fig. 12. Calculated values of space charge distribution just above the plate electrode in the case of single-needle to plate electrode system.

第 13 図 針 1 本対平板電極における平板上電界強度分布の計算値
Fig. 13. Calculated values of field strength distribution just above the plate electrode in the case of single-needle to plate electrode system.

第 14 図 針 1 本対平板電極における針軸上のポアソン電位のラプラス電位に対する偏差(計算値)

Fig. 14. Deviation of Poisson's potential from Laplace's potential along the needle-axis in the case of single-needle to plate electrode system (calculated values).

格子点で、(4)式の解として求められたポアソンポテンシャル ϕ_p の、(3)式で与えられたラプラスポテンシャル ϕ_L からの偏差(%)を示したものの例であるが、このように針電極から $0.2d$ 程度離れると偏差は数パーセント以下となり、特に $0.3d$ 以上離れた所では両者は実質的にはほとんど一致してしまう。すなわち、空間電荷の影響によって電界が大きく変わりを受けている部分は比較的針に近い領域のみであることがわかる。すなわち、本研究で問題となる電荷密度と電極間隔の範囲(第 14 図、第 15 図参照)では* 空間電荷の影響は比較的小さく、ポアソン方程式(4)の解は空間の多くの部分でラプラス方程式

$$\text{div } \mathbf{E} = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

の解**とほとんど一致することとなる。その結果、電界強度 E の空間分布にも近似的に相似則が現われる

*: 本研究における i と ρ の値は電気集じん装置における値よりも 1 けた以上も大きい。

***: この解の分布が電極形状との間に完全な相似則を有することはいうまでもない。

比較した。第 14 図はその一例で、針軸 (z 軸) 上の

第 15 図 針 1 本対平板電極における空間での等電荷密度線分布と等電界強度線分布 (計算値)

Fig. 15. Equi-space charge density lines and equi-field strength lines in the case of single-needle to plate electrode system (calculated results).

第 16 図 針 1 本対平板電極における空間での等電流密度線分布と等電位線分布 (計算値)

Fig. 16. Equi-current density lines and equi-potential lines in the case of single-needle to plate electrode system (calculated results).

結果となることが理解できる。

第 15 図は $d=1\text{cm}$, $I=100\mu\text{A}$ の場合の空間における電荷密度 ρ の分布と電界強度 E の分布を示したものである。 $d=5\text{cm}$ および $d=10\text{cm}$ で $I=100\mu\text{A}$ の場合についてもほぼ同じパターンの分布図が得られ、 ρ と E の空間における近似的な相似則の成立が確認された。これら両者の積として求められる空間における電流密度分布 i と電位 ϕ の $d=1\text{cm}$, $I=100\mu\text{A}$ の場合の分布を参考のため第 16 図に示す。 $d=1\text{cm}$, $I=10\mu\text{A}$ の場合についても i の分布を求めたところ、第 16 図におけるそれに対して近似的に相似となることが認められた。

以上の計算は専ら針 1 本対平板電極の場合について行なったが、針付ロッド対平板電極については現在の

ところ計算が困難なため、同じような結果が得られるかどうかは明らかでない。

第 15 図、第 16 図から明らかなように、針対平板電極の場合には針先付近の作る電界によってコロナカーテンは割合に針先から側方に広がって行くことがわかったが、通常の電気集じん装置で使用する針針対平板電極や針付ロッド対平板電極でのコロナ放電においては、放電を行っていない針金部分やロッド電極から出る電気力線の影響によってコロナカーテンの側方 (第 6 図 x 方向) への広がりが抑えられ、その結果多かれ少なかれデッドスペースが生ずるものと予想される。

4. む す び

電気集じん装置の設計にあたって、極めて重要な意味を持つ集じん極上らびにコロナ空間の電流密度分布を理論と実験の両面から研究した。

その結果、

(1) 針対平板電極および針付ロッド対平板電極での負コロナ放電に際して、実用上問題となる電極寸法ならびに電圧のもとでは、平板上の電流密度分布が電極の幾何学的パターンによってのみ決まり、その実寸法や電流の大きさにはよらないという相似則が成り立つことを実験的に確認した。

(2) また針 1 本対平板電極の場合につき、コロナ電界の数値計算を行なうことによって平板の電流密度分布の計算値にも上記の相似則が成立することを明らかにするとともに、計算の結果から、この場合、平板上のみでなく空間における電流密度 i 、電界 E 、電荷密度 ρ の分布にも近似的に相似則が成り立つことを示した。ただし、針付ロッド対平板電極については現在のところ計算の困難さのため計算上同じ結果が得られるかどうか明らかでない。

(昭和 49 年 11 月 25 日受付、同 51 年 2 月 2 日再受付)

文 献

- (1) H. J. White: Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs **76**, 1186 (1951)
- (2) 増田・新岡: 電気学会論文誌 (投稿中)
- (3) P. Cooperman Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs **75**, 64 (1956)
- (4) 鈴木: 電学誌 **11**, 367 (昭 11)
- (5) P. Moon & D. E. Spencer: Field Theory for Engineering (1961)
- (6) 増田・新岡: 昭 48 電気学会全大 847, 1114
- (7) 新岡: 東京大学工学部電気工学科修士論文 (昭 49)