

## 論 文

## 電気集じん装置の性能解析

野田 隆明\*, 徳永 康夫\*\*, 三井 鞠\*\*  
(1979年10月17日受理)

## A Mathematical Model of Electrostatic Precipitation

T. NODA,\* Y. TOKUNAGA,\*\* and J. MITSUI\*\*  
(Received October 17, 1979)

A mathematical model is described which calculates collection efficiency for given precipitator size, dust properties, and operating parameters. Procedures are given for calculating electric field distribution in wire-plate geometry, particle charging rates, migration velocities of dust, and theoretically expected collection efficiency. Space charge due to particulate is taken into consideration in solving Poisson's equation. Calculated efficiencies are compared with those obtained from measurements on pilot scale precipitator, and reasonable agreements are obtained. Efficiencies of a large-spacing type precipitator are compared with those of conventional one.

## 1. 緒 言

電気集じん装置 (electrostatic precipitator; EP) の性能に関しては、従来から多くの研究がなされており、一応の理論体系が確立されている<sup>1,2)</sup>が、実際にこれらの理論を用いて EP の性能を計算することは、その計算の煩雑さのためほとんど行なわれなかった。

しかし、近年電子計算機の普及とともに、これら既知の理論をもとに集じん効率を計算し、種々のパラメータの効果を検討したり実機 EP の性能予測を行なったりすることが、また計算結果と測定値との対比から既知の理論を修正することが行なわれるようになってきた。たとえば、米国 SRI (Southern Research Institute) が、EPA (Environmental Protection Agency) より委託されて開発したものが、「A Mathematical Model of Electrostatic Precipitation」<sup>3)</sup>という名称で発表されている（なお、最近この改訂版<sup>4)</sup>も発表された）。

本報は、筆者らの試みた線-平板型 EP の集じん性能解析モデルについて、その構成、計算例および計算値と実験値の比較を記述したものである。

## 2. モデルの説明

## 2.1 概 要

われわれの行なった解析は、Deutsch の式(1)における移動速度  $\omega$  を静電気的な解析から理論的に求めることに要約される。

$$\eta = 1 - \exp(-\omega A/Q) \quad (1)$$

ここで、

$\eta$  : 集じん効率

$\omega$  : 粒子移動速度 (m/s)

$A$  : 集じん面積 ( $m^2$ )

$Q$  : ガス流量 ( $m^3/s$ )

移動速度  $\omega$  はダスト粒子サイズと集じん電界強度に依存するため、次のようにして Deutsch 式を適用する。まず粒径分布を  $M$  個の区分に分割する。また、EP をガス流れ方向に放電極を 1 本ずつ含むような  $N$  個の subsection に分割する (図 1(a))。そして Deutsch 式はこの subsection で特定の粒子径のダストの集合についてのみ成立と考へて、部分集じん率  $\eta_{m,n}$  を計算する。

$$\eta_{m,n} = 1 - \exp(-\omega_{m,n} A_n / Q) \quad (2)$$

ここで、

$\eta_{m,n}$ ,  $\omega_{m,n}$  :  $m$  番目の粒径のダストの  $n$  番目の subsection での集じん率、移動速度

$A_n$  :  $n$  番目の subsection の集じん面積

こうして得られた  $\eta_{m,n}$  から、全集じん率、見掛け移動速度を求める。(2)式の  $\omega_{m,n}$  を求めるために、電界、イオン電荷密度、帶電量の計算を行なう。

\*,\*\* 住友重機械工業株式会社 (254 平塚市夕陽ヶ丘 63-30)  
Sumitomo Heavy Industries, Ltd., 63-30, Yuhigashika, Hiratsuka 254, Japan

\* 環境技術研究所 Environmental Engineering & Research Laboratory, \*\* 平塚研究所 Hiratsuka Research Laboratory

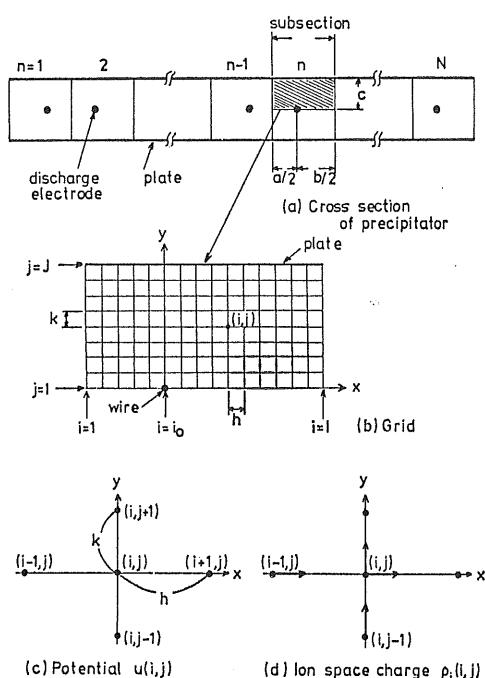


図 1 線-平板型 EP の解析モデル

Fig. 1 Two dimensional model of wire-plate precipitator.

## 2.2 電界、電荷密度の計算

### 2.2.1 電界分布計算の基礎式

EP の電極配置を図 1(a)に示す。対称性から図の斜線部について考える。電界、電荷密度分布は次の Poisson の式(3)と電流連続の式(4)で表わされる。

$$\operatorname{div} \cdot \operatorname{grad} u = -(\rho_1 + \rho_d)/\epsilon_0 \quad (3)$$

$$\operatorname{div} j = 0 \quad (4)$$

$$j = (\rho_1 \mu_1 + \rho_d \mu_d) E \quad (5)$$

ここで、

$u$  : 電位 (V)

$\rho_1$  : イオン空間電荷密度 ( $C/m^3$ )

$\rho_d$  : ダスト空間電荷密度 ( $C/m^3$ )

$\epsilon_0$  : 真空の誘電率  $8.854 \times 10^{-12}$  ( $F/m$ )

$j$  : 電流密度ベクトル ( $A/m^2$ )

$\mu_1$  : イオン移動度 ( $m^2/V \cdot s$ )

$\mu_d$  : ダスト移動度 ( $m^2/V \cdot s$ )

$E$  : 電界ベクトル ( $V/m$ )

一般に、 $\mu_1$  は  $\mu_d$  に比べて十分大きく、また  $\rho_1$  と  $\rho_d$  のオーダーは同程度であるから、(5)式を次のごとく近似する。

$$j = \rho_1 \mu_1 E \quad (5')$$

なお、SRI のモデル<sup>3,4)</sup>では(3)式で  $\rho_d = 0$  とし、また(5)式を

$$j = (\rho_1 \mu_1 + \rho_d \mu_d) E \equiv \rho_1 \mu_e E \quad (5'')$$

として計算を行なっている。ここで、 $\mu_e$  は有効移動度と呼ばれる量であり、 $\mu_1/\mu_d = 200$  と仮定して求められている。

以下、(3), (4), (5')式を差分法を用いて解く。

### 2.2.2 電位 ( $u$ )

解析空間を  $I \times J$  個の格子点で代表させ(図 1(b)),  $x$  軸( $i$  軸),  $y$  軸( $j$  軸)の格子間隔をそれぞれ  $h$ ,  $k$  とすると、任意の格子点の電位はその周りの 4 点の値を用いて次式で表わされる<sup>11)</sup>(図 1(c))。

$$u(i, j) = \frac{1}{2(h^2 + k^2)} \left[ k^2 \{u(i-1, j) + u(i+1, j)\} \right. \\ \left. + h^2 \{u(i, j-1) + u(i, j+1)\} \right. \\ \left. + \frac{h^2 k^2}{\epsilon_0} \{\rho_1(i, j) + \rho_d(i, j)\} \right] \quad (6)$$

ここで、 $u(i, j)$ ,  $\rho_1(i, j)$ ,  $\rho_d(i, j)$  は格子点  $(i, j)$  における電位、イオン電荷密度、ダスト電荷密度である。

各点の電界は電位の差分として得られ次式で表わされる。

$$\begin{aligned} y \text{ 成分: } & E_y(i, j) \\ & = \{u(i, j) - u(i, j+1)\}/k \\ x \text{ 成分: } & E_x(i, j) \\ & = \{u(i, j) - u(i+1, j)\}/h, \quad i < i_0 \\ & = \{-u(i, j) - u(i-1, j)\}/h, \quad i > i_0 \\ & = \{u(i_0-1, j) - u(i_0+1, j)\}/2h, \quad i = i_0 \end{aligned} \quad (7)$$

合成:  $E(i, j) = \{E_x(i, j)^2 + E_y(i, j)^2\}^{1/2}$

ここで、 $i_0$  は放電極の  $i$  座標である。

境界条件は、電位については放電極を印加電圧、集じん極上でゼロ電位とし、電界については集じん極上および隣接する subsection との境界で  $E_x = 0$  とした。

### 2.2.3 イオン電荷密度 ( $\rho_1$ )

イオン電荷密度  $\rho_1$  は、電流連続の式(4)および後に述べる  $\rho_d$  に関する(14)式から導かれる次式により求められる<sup>5)</sup>。

$$\rho_1^2 + \epsilon_0 \rho S |E| \rho_1 + \epsilon_0 E \operatorname{grad} \rho_1 = 0$$

境界条件としては、放電極を点電荷源と考えてここに適当な電荷密度  $\rho_0$  を与えてやればよい。そしてこの  $\rho_0$  の値は、計算の結果得られる集じん極への全流入電流が入力データと等しくなるように trial and error によって求めればよい<sup>6)</sup>。

しかしこの方法では放電極の電荷密度を繰返し計算のつど修正して決める必要があり、subsection 数の多い実機 EP を対象とする場合には、かなりの計算時間を要することになる。そこで、われわれは解析空間を網目状の電流回路と考えて、放電極から集じん極へ向かって順次

電流連続の式を適用することにした (図 1 (d)). 結果は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \rho_1(i, j) &= \frac{\rho_1(i-1, j)E_x(i-1, j)k + \rho_1(i, j-1)E_y(i, j-1)h}{E_x(i, j)k + E_y(i, j)h}, \\ (i > i_0, j \neq 1) & \\ &= \frac{-\rho_1(i+1, j)E_x(i+1, j)k + \rho_1(i, j-1)E_y(i, j-1)h}{-E_x(i, j)k + E_y(i, j)h}, \\ (i < i_0, j \neq 1) & \\ &= \frac{\rho_1(i-1, 1)E_x(i-1, 1)k}{E_x(i, 1)k + 2E_y(i, 1)h}, \quad (i > i_0, j = 1) \\ &= \frac{-\rho_1(i+1, 1)E_x(i+1, 1)k}{-E_x(i, 1)k + 2E_y(i, 1)h}, \quad (i < i_0, j = 1) \\ &= \frac{\rho_1(i_0, j-1)E_y(i_0, j-1)h}{E_y(i_0, j)h + E_{x+}(j)k - E_{x-}(j)k}, \quad (i = i_0, j \neq 1) \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、

$$\begin{aligned} E_{x+}(j) &= \{u(i_0, j) - u(i_0+1, j)\}/h \\ E_{x-}(j) &= -\{u(i_0, j) - u(i_0-1, j)\}/h \end{aligned}$$

境界条件は、放電極 ( $i_0, 1$ ) から隣接する四つの格子に流出する電流  $j_0$  は一様とした。すなわち、

$$j_0 = I_0/2(h+k) \quad (9)$$

ここで、

$$\begin{aligned} I_0 &: コロナ電流 (A/m) \\ j_0 &: 放電極近傍の電流密度 (A/m²) \end{aligned}$$

また、隣接する subsection との境界では電流の  $x$  成分をゼロとした。

## 2.2.4 ダスト電荷密度 ( $\rho_d$ )

ダストの電荷密度  $\rho_d$  は(6)式に示されているように電位分布に大きな影響を与える。ここではダストの帶電機構について簡単なまとめを行なったあと、 $\rho_d$  のモデル化を行なう。

### (1) ダスト帶電機構

單一粒子の帶電機構に関しては、field charging および diffusion charging として基本式が一応確立している<sup>7)</sup>。

$$\text{field charging : } \frac{dq}{dt} = \frac{\mu_1 q_s}{4 \varepsilon_0} \rho_1 \left(1 - \frac{q}{q_s}\right)^2 \quad (10)$$

ここで、

$$q_s = \varepsilon_0 p \pi D^2 |E| : 飽和帶電量 (C)$$

$$p = 3 \varepsilon_r / (\varepsilon_r + 2)$$

$$D : 粒子直径 (m)$$

$$\varepsilon_r : 粒子の比誘電率$$

$$\text{diffusion charging : } \frac{dq}{dt} = \frac{\pi}{4} D^2 \rho_1 \langle v_i \rangle$$

$$\times \exp \left( -\frac{qe}{2 \pi \varepsilon_0 D k_B T} \right) \quad (11)$$

ここで、

$$\langle v_i \rangle : イオンの平均熱運動速度 (m/s)$$

$$k_B : Boltzmann 定数  $1.38 \times 10^{-23}$  (J/K)$$

$$T : 温度 (°K)$$

$$e : 電子の電荷  $1.60 \times 10^{-19}$  (C)$$

(10), (11)式を  $q_s, \rho_1$  一定として積分すれば帶電量が得られる。

### field charging :

$$\begin{aligned} q_f(t) &= q_s \frac{(1 - q_0/q_s) + (q_0/q_s)(\tau_f/t)}{(1 - q_0/q_s) + (\tau_f/t)}, \quad q_0/q_s < 1 \\ &= q_0 \quad , \quad q_0/q_s \geq 1 \end{aligned} \quad (10')$$

ここで、

$q_f(t)$  : 第  $n$  subsection での field charging による帶電量の時間変化

$$q_0 : 第 n subsection 入口 ( $t=0$ ) での帶電量$$

$$\tau_f = 4 \varepsilon_0 / \mu_1 \rho_1 \quad (s)$$

### diffusion charging :

$$q_d(t) = q_0 + \frac{2 \pi \varepsilon_0 k_B T D}{e} \ln \left( 1 + \frac{t}{\tau_d} \right) \quad (11')$$

ここで、

$q_d(t)$  : 第  $n$  subsection での diffusion charging による帶電量の時間変化

$$\tau_d = \frac{8 \varepsilon_0 k_B T}{e \langle v_i \rangle \rho_1 D} \exp \left( -\frac{eq_0}{2 \pi \varepsilon_0 k_B T D} \right)$$

したがって単位粒子の帶電量  $q(t)$  は (10'), (11') 式を用いて

$$q(t) = q_f(t) + q_d(t) \quad (12)$$

として求められる。

### (2) ダスト電荷密度のモデル化

ダストによる空間電荷は、単位体積中の粒子の電荷の総和であるから、粒径分布を考慮して次式で表わされる。

$$\rho_d(t) = \sum_D N(D) \{q_f(D, t) + q_d(D, t)\} \quad (13)$$

ここで、 $N(D)$  は単位体積中の粒径  $D$  のダストの数である。次にこの式をどのように近似するかを考える。

Awad ら<sup>8)</sup>は、field charging の飽和値  $q_s$  を用いて近似している。すなわち、

$$\rho_d = \sum_D N(D) q_s(D) = \varepsilon_0 p S |E| \quad (14)$$

ここで、

$$S = \sum_D \pi D^2 N(D) : \text{ダスト比表面積 (m}^2/\text{m}^3)$$

このモデルは、diffusion charging が無視できて、また  $\tau_f$  が十分小さい場合には良い近似であるが、第2 subsection 以降では diffusion charging の割合が比較的大きいこと、および前段の subsection の影響((10')、(11')式の  $q_f$ )があることを考えると問題がある。

そこで筆者らは次のモデルを考えた。

diffusion charging も含めた、前段の subsection の単一粒子の帶電量の総和でもって  $\rho_d$  を近似する。すなわち、

$$\rho_d(n) = \sum_D N(D, n) \{ q_f(D, n-1) + q_d(D, n-1) \} \quad (15)$$

ここで、

$\rho_d(n)$  : 第  $n$  subsection でのダスト電荷密度 (C/m<sup>3</sup>)

$N(D, n)$  : 第  $n$  subsection にはいる粒径  $D$  の粒子数密度

$q_f(D, n-1)$ ,  $q_d(D, n-1)$  : 第  $(n-1)$  subsection での単一粒子の帶電量 (C)

したがって、 $\rho_d(n)$  は解析空間で場所によらない一定値である。なお、第1 subsection では  $\rho_d(1)=0$  と近似した。

### 2.3 ダスト帶電量の計算

ダストの帶電量は先に示した(10')、(11')式を用いて計算される。このときダストは解析空間に一様に分布しているとして、電界  $E$ 、イオン電荷密度  $\rho_i$  の空間的な分布を考慮して、単一粒子の帶電量の期待値(平均値)を計算する。

$$\langle q(D) \rangle = \frac{1}{I \cdot J} \sum_i \sum_j [q_f\{E(i, j), \rho_i(i, j), D, \Delta t\} + q_d\{\rho_i(i, j), D, \Delta t\}] \quad (16)$$

ここで、

$\langle q(D) \rangle$  : 粒径  $D$  の単一粒子の帶電量 (C)

$\Delta t$  : 各 subsection での粒子滞留時間 (s)

### 2.4 移動速度、集じん効率の計算

Deutsch 式(1)に現われる移動速度  $\omega$  は、集じん極に飛び込む粒子速度で、集じん極近傍における Coulomb 力と Stokes 力による終末速度であると考えられる。すなわち、

$$\omega = C q E_y / 3 \pi \eta D \quad (17)$$

ここで、

$C$  : Cunningham の修正係数

$\eta$  : ガス粘性係数 (kg/m·s)

$E_y$  : 集じん極近傍の電界の  $y$  成分 (V/m)

このモデルでは、電界分布の影響を考えて次のように移動速度および集じん率を求めた。

まず、任意の  $i$  座標における移動速度を

$$\omega(D, i) = C \langle q(D) \rangle E_y(i, J-1) / 3 \pi \eta D \quad (18)$$

とし、このときの通過率を Deutsch 式より求め、次式で表わす。

$$\alpha(D, i) = \exp\{-\omega(D, i) \cdot A_n/Q\} \quad (19)$$

(19)式を  $i$  に関して平均することにより、第  $n$  subsection の通過率は次のとくとなる。

$$\begin{aligned} \langle \alpha(D, n) \rangle &= \frac{1}{I} \sum_i \alpha(D, i) \\ &= \frac{1}{I} \sum_i \exp\{-\omega(D, i) A_n/Q\} \end{aligned} \quad (20)$$

したがって、この subsection での移動速度は

$$\langle \omega(D, n) \rangle = -(Q/A_n) \ln \langle \alpha(D, n) \rangle \quad (21)$$

で表わされる。

### 2.5 累積集じん効率と見掛け移動速度の計算

(20), (21)式を用いて、第  $N$  subsection までの粒径別累積通過率は

$$\alpha(D) = \prod_{n=1}^N \langle \alpha(D, n) \rangle \quad (22)$$

となる。したがって全集じん効率  $\eta$  とこれに対応する見掛け移動速度  $\omega_A$  は次のようになる。

$$1 - \eta = \sum_D \{\alpha(D) \cdot N(D) / \sum_D N(D)\} \quad (23)$$

$$\omega_A = -(Q/A) \ln(1 - \eta) \quad (24)$$

ただし、 $A$  は全集じん面積である。

## 3. プログラムの説明

### 3.1 フローチャート

プログラムのフローチャートを図 2 に示す。

第1 subsection ( $\rho_d=0$ ) では、まず(3)式の右辺をゼロとおいた Laplace の式のある程度収束させ、その値を電位分布の初期値として Poisson の式(6)に代入し、電位分布およびイオン電荷密度の計算を行なった。また第2 subsection 以降では、直前の subsection の計算結果を、Poisson 方程式の初期値として行なった。これらにより計算時間を節約することができた。

### 3.2 収束の判定

収束の判定は次の3条件により行なった。

(1) 電位 :

$$\sum_i \sum_j |u^n(i, j) - u^{n-1}(i, j)| / u^n(i, j) \leq 10^{-3}$$

(2) イオン電荷密度 :

$$\sum_i \sum_j |\rho_i^n(i, j) - \rho_i^{n-1}(i, j)| / \rho_i^n(i, j) \leq 10^{-3}$$

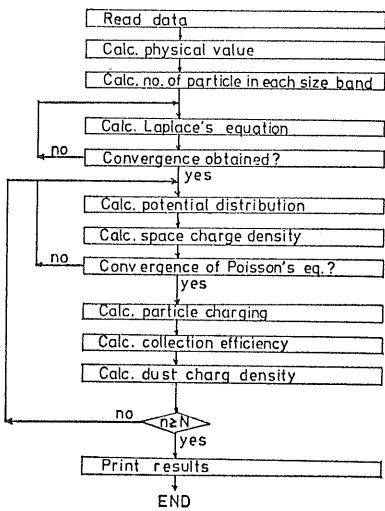


図 2 プログラムフローチャート

Fig. 2 Flow diagram of precipitator model computer program.

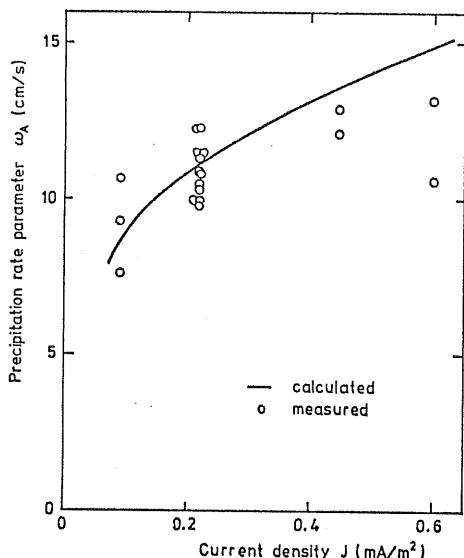


図 3 見掛け移動速度と平均電流密度の関係

Fig. 3 Precipitation rate parameter vs. average current density at plate.

ただし、 $n$  は繰返し回数である。また電流については、  
(3)  $|I_p - I_0|/I_0 \leq 10^{-3}$

ここで、

$I_0$  : 放電電流 (入力データ)

$I_p$  : 集じん極へ流入する電流の総和  
とした。

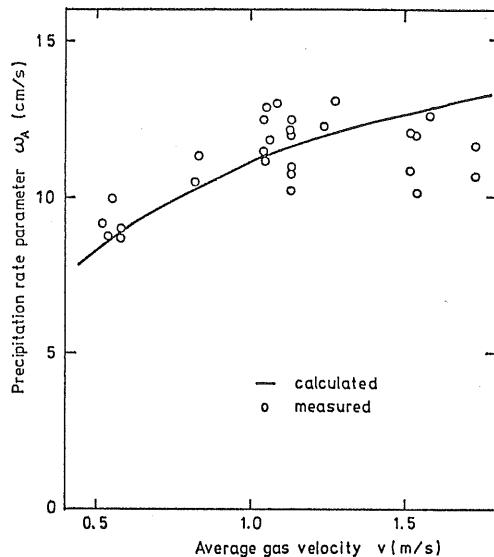


図 4 見掛け移動速度と平均ガス流速の関係

Fig. 4 Precipitation rate parameter vs. average gas velocity.

#### 4. 計算例および実験値との比較

##### 4.1 パイロットプラントを対象とした計算例

ここでは実験用 EP で得られた測定値と、モデルによる計算値を比較する。実験用 EP のサイズは、集じん極間隔 250 mm, subsection 数 (ガス流れ方向の放電線数)  $N = 12$  である<sup>9)</sup>。

図 3 は、コロナ電流  $J$  を変化させたときの見掛け移動速度  $\omega_A$  の変化を調べたものである。電流のあまり大きくない範囲では計算値と実験値はよく一致している。しかし高電流のところでは実験値が計算値ほど大きくならず、この原因是スパークを生じているためと考えられる。

図 4 は、処理ガス量すなわち EP 内ガス流速  $v$  と見掛け移動速度  $\omega_A$  の関係を示したものである。 $v \leq 1.5 \text{ m/s}$  では実験値と計算値はよく一致しており、 $v$  の増加とともに  $\omega_A$  も増大する。この現象は、ダスト粒子径が一律でないために起こるもので、単一粒径ダストに対しては  $\omega_A$  は一定になる。一方  $v \geq 1.5 \text{ m/s}$  では、捕集ダストの再飛散 (剥離) のため実験値が小さくなる。

図 5 はダスト濃度を変化させた場合を示す。入口ダスト濃度  $C_i$  が増加するとダスト空間電荷  $\rho_d$ 、したがって電界強度が増大するため、 $\omega_A$  は実験的にも計算上でも上昇する。ただしコロナ電流  $J$  は一定に保った。

なお、使用したダストはセメント仕上げミルのものであり、粒径分布は 50 % 径  $D_{50} = 30 \mu\text{m}$ 、分布指数  $n =$

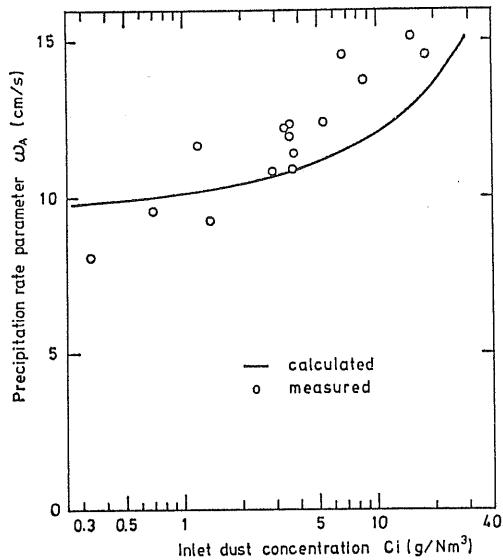


図 5 見掛け移動速度と入口ダスト濃度の関係

Fig. 5 Precipitation rate parameter vs. inlet dust concentration.

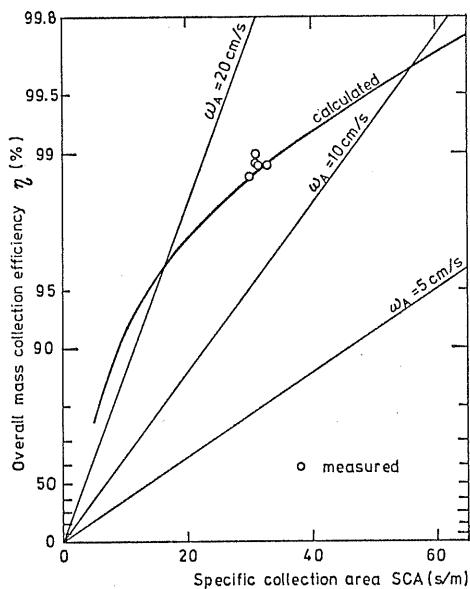


図 6 全集じん効率と比集じん面積の関係

Fig. 6 Overall mass collection efficiency vs. specific collection area.

1.33 の Rosin-Rammler 分布であった。

#### 4.2 実機 EP を対象とした計算例

図 6 は、比集じん面積  $SCA$  に対する全集じん効率  $\eta$  の関係を示したものである。計算によると  $SCA$  が増大するにつれて  $\omega_A$  は減少することがわかる。この現象も図 4 と同じく、ダストの粒径分布に起因している。図中

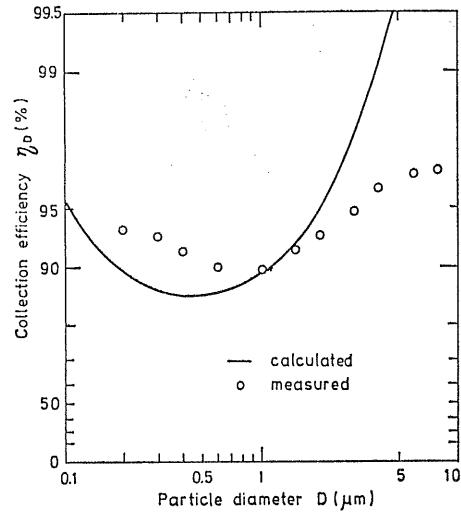
図 7 subsection 数  $N=44$  における部分集じん効率

Fig. 7 Fractional collection efficiency.

直線は  $\omega_A =$  一定の場合を示す。計算は石炭ボイラのフライアッシュ（粒径分布  $D_{50}=26 \mu\text{m}$ ,  $n=1.31$ ）について行なったもので、対象とした実機の測定値を図中に記入した。

図 7 は、石炭ボイラ用 EP に対し、subsection 数  $N=44$  における粒径別集じん効率（部分集じん率）を求めたものである。図中測定値は Andersen stack sampler による値で、粒径の小さい範囲では計算値と実験値は同傾向を示している。しかし  $D \geq 5 \mu\text{m}$  では、撃打再飛散の影響により測定値は計算値よりかなり小さくなっている。

#### 5. ワイドスパン型 EP に関する計算

近年、集じん極間隔を従来の 250 mm 程度に比べて 400 mm 以上に広くしたいわゆるワイドスパン型と称する構造の EP が注目されている。これは同一容積のものでは集じん極間隔を増して極板数を減らしても全効率はほとんど変わらないという実験結果<sup>9)</sup>に基づくものである。

集じん極間隔を増しても効率の低下しない理由については目下議論のなされているところであるが、ここでは前述のモデルを用いて電界、電荷密度分布の面から検討を行なう。

##### 5.1 計算結果

集じん極間隔 250 mm, 400 mm の場合について、電圧-電流特性等は実験値を入力して計算した。

図 8, 9 は第 1 subsection の集じん極近傍での電界と集じん極へ流入する電流密度の分布を比較したもので

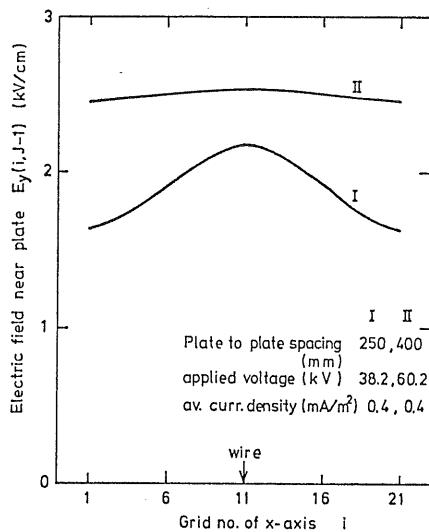


図 8 集じん極近傍の電界強度の分布

Fig. 8 Distribution of electric field near plate.

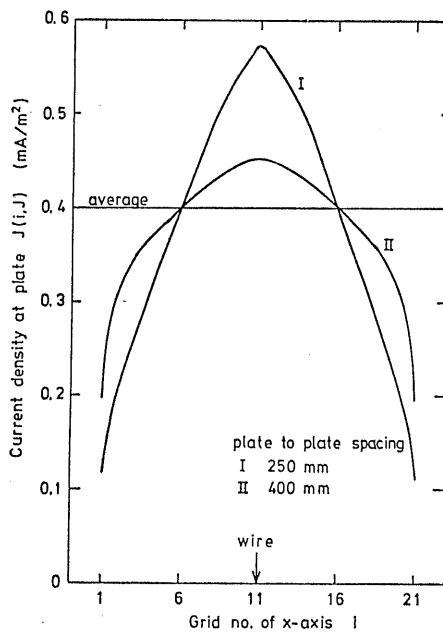


図 9 集じん極での電流密度の分布

Fig. 9 Distribution of current density at plate.

ある。電界、電流密度とも放電極の真下で最大となるが、極間の広いほうがなだらかな分布になっている。また、見掛け平均電界（印加電圧対ギャップ長比）はほとんど同じでも集じん極近傍での電界は広極間のほうが大きくなっている。

図 10, 11 は、ガス流れ方向の電界、電荷密度の変化を示す。ここで  $\langle E_A \rangle$ ,  $\langle E_C \rangle$  はそれぞれ次の意味で

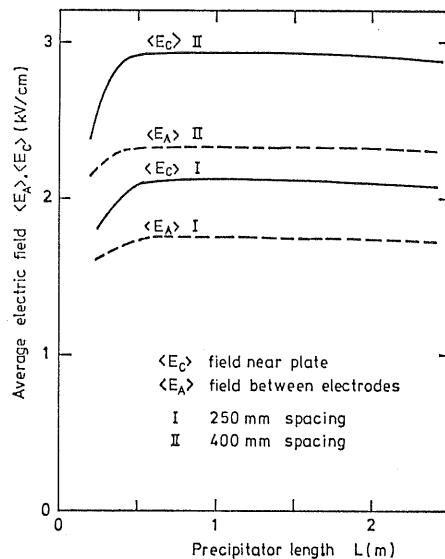


図 10 平均電界強度のガス流れ方向の変化

Fig. 10 Average electric field as function of precipitator length.

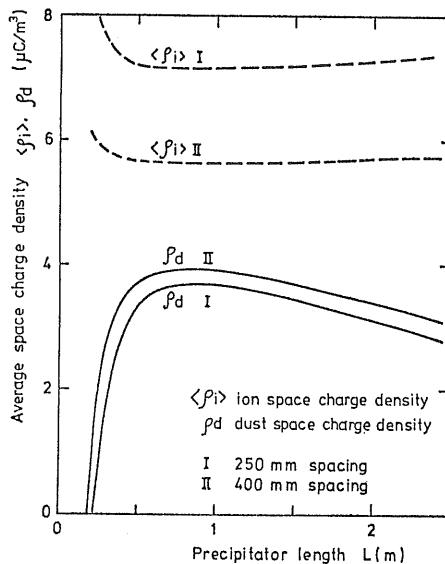


図 11 平均空間電荷密度のガス流れ方向の変化

Fig. 11 Average space charge density as function of precipitator length.

ある。

$$\langle E_C \rangle = \frac{1}{I} \sum_i E_y(i, J-1) \quad \text{集じん極近傍の平均電界}$$

$$\langle E_A \rangle = \frac{1}{I \cdot J} \sum_i \sum_j E(i, j) \quad \text{電極間全域の平均電界}$$

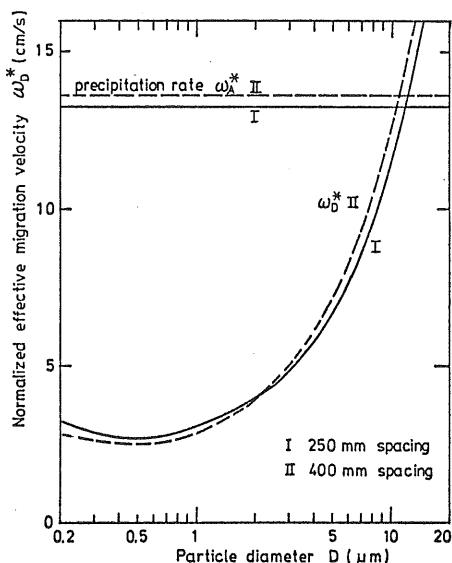


図 12 粒径別見掛け移動速度

Fig. 12 Normalized effective migration velocity vs. particle diameter.

また、入口ダスト濃度は  $1 \text{ g/Nm}^3$  (セメント仕上げミルダスト)とした。図から明らかのように、広極間のほうが  $\langle E_A \rangle$ ,  $\langle E_C \rangle$ ,  $\rho_d$  は大きく、 $\langle \rho_i \rangle$  は小さくなっている。

図 12 は、EP 長さ 2 m の場合の粒径別見掛け移動速度  $\omega_D^*$  を求めたものである。ただし  $\omega_D^*$  は(22)式より求めた値を次式により極間 250 mm に換算した値である。

$$\omega_D^* = \omega_D \times (250/2c) \quad (25)$$

ここで、

$2c$  : 集じん極間隔 (mm)

$\omega_D = -(Q/A) \ln A(D)$  : 粒径別見掛け移動速度 (m/s)

図に示したごとく、 $2 \mu\text{m}$  より大きな粒子では広極間のほうが  $\omega_D^*$  が大きい (すなわち集じん効率も高い) ことがわかる。なお全効率に対する見掛け移動速度  $\omega_A^*$  ((25)式と同様な方法で 250 mm に換算した値) は、図に示したように広極間のほうが若干大きくなつた。

## 5.2 結果の検討

ワイドスパン型 EP は図 12 からもわかるように、field charging が支配的な粗粒子に対しては従来型と同等以上の集じん効率を実現しうる。この現象は定性的には次のように説明できる。すなわち、 $\omega_D$  は

$\omega_D \propto q \langle E_C \rangle \propto \langle E_A \rangle \langle E_C \rangle$ , (field charging) と、 $\langle E_A \rangle$ ,  $\langle E_C \rangle$  の積に比例するため、極間隔比以上に  $\omega_D$  したがって集じん効率が上昇することもあり

うる。一方、diffusion charging の支配的な微細粒子に対しては

$$\omega_D \propto q \langle E_C \rangle \propto \langle E_C \rangle, \text{ (diffusion charging)}$$

であるため、 $\omega_D$  は広極間のほうが若干大きくなるが、極間隔比ほどにはならず、集じん効率が従来型を上回るまでには至らない。

こうしたダスト粒径の粗細によってワイドスパン型 EP の効果に差があるという結果は、当社で種々のダストについて行なわれた実験<sup>10)</sup>の結果にも現われている。

## 6. 結 言

与えられた EP サイズおよび運転条件に対して EP の集じん効率を求める計算機モデルを作成した。

モデルによる計算結果を、パイロットプラントで得られた実験値および実機 EP の測定値と比べた結果、比較的よい一致をみた。また、ワイドスパン型 EP についての計算では、粗い粒子の場合には広極間のほうが移動速度のみでなく全集じん効率も従来型を上回ることがありますことを電界、電荷分布から説明できた。

今後は、多くの実験、実機のデータと比較してモデルの改良を続けたいと考えている。とくに、今回の解析では考慮されていない次のようないくつかの項目 (これらはいずれも現時点では定量的な取扱いができるまでには解明されていない現象である)。

- ① 帯電粒子間の相互作用 (凝集・反発等)
- ② イオン風が粒子の運動に及ぼす影響
- ③ 構造再飛散、ガス流れの不均一性等のいわゆる non-ideal 条件に伴う性能の低下

については、実験的にも研究を進めていきたいと考えている。

## 参 考 文 献

- 1) H.J. White : *Industrial Electrostatic Precipitation*, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts (1963).
- 2) S. Oglesby and G.B. Nichols : *A Manual of Electrostatic Precipitator Technology, Part 1. Fundamentals*, NTIS PB 196-380 (1970).
- 3) J.P. Gooch, J.R. McDonald and S. Oglesby : *A Mathematical Model of Electrostatic Precipitation*, EPA 650/2-75-037, U.S. Environmental Protection Agency (1975).
- 4) J.R. McDonald : *A Mathematical Model of Electrostatic Precipitation (Rev. 1)*, Vol. 1. *Modeling and Programming*, EPA 600/7-78-111 a, U.S. Environmental Protection Agency (1978).
- 5) G. Leutert and B. Böhnen : *Staub-Reinhalt. Luft*, 32, 7 (1972), 297.
- 6) 増田 関一, 新岡正樹 : 電気学会論文誌 A, 96, 9 (1976), 15.

- 7) H.J. White : *Industrial Electrostatic Precipitation*, p. 128, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts (1963).
- 8) M.B. Awad and G.S.P. Castle : J. Air Pollut. Control Assoc., **25**, 2 (1975), 172.
- 9) 能祖茂幸, 西村行夫, 与川慎太郎, 光崎成昭, 富田 武林 健一, 田中 明, 野田隆明, 三重野光博, 黒木 進  
浦上正治:住友重機械技報, **26**, 78 (1978), 65, 72.
- 10) 能祖茂幸, 坂井正和, 与川慎太郎:静電気学会誌, 投稿中.
- 11) K.J. Binns and P.J. Lawrenson : *Analysis & Computation of Electric & Magnetic Field Problems*, 2nd ed, p. 241, Pergamon Press, Oxford (1973).