参 考 資 料

電気集じん装置の性能推定について*

Estimation of Performance of Electrostatic Precipitator

林 茂 宏** 牧 野 和 孝**
Mao Hong Lin Kazutaka Makino

井伊谷 鋼 一**
Koichi Iinoya

緒 言

もっとも代表的な高性能集じん装置である電気集じん機の性能に関しては、従来比較的多くの報告があり、各種の性能推定式が提出されている。しかしながら、これらの性能推定式が実際の複雑な現象に対してどの程度実用有効であるかということは現状での一つの検討課題であろう。

一方、これらが利用できるとした場合、必要な性能推定式を文献から見出すのに多くの時間を費すことが多い。

そこで、本報では従来の電気集じん装置の性能推定式について多数の文献より調査し、まだ多くの見落としがあると思うが、一応、それらの結果を検討してまとめたので報告する次第である。なお、おのおのの推定式の詳細については後述の文献を参照していただきたい。

1. 放電極におけるコロナ放電と粒子の荷電量

電気集じん機はコロナ放電を利用した高性能集じん装置である。したがって、コロナ放電現象および粒子の荷電量は実装置の性能解明にとって重要な要因の一つである。まず、これについてしらべてみよう。

1.1 破壊電界強度（同心円筒極） E_0

いわゆるコロナ放電は、放電極表面でガスの局所的な一種の破壊現象であり、この破壊電界強度は、ガスの種類とその状態、電極形状などさまざまな要因によって異なるため一般的な関係式はない。しかし、実験結果^{1,7,8)}により、空気の場合の同心円筒電極に対して (1.1) 式のような関係が報告されており、コロナ放電の破壊電界強

度に対して一応の目安となる^{5,7)}。

$$E_0' = a' \delta \left(1 + \frac{b'}{\sqrt{\delta r_0}} \right) \quad \dots\dots (1.1)$$

ただし、⊕電極の場合 $a' = 112.3$, $b' = 0.8$

⊖電極の場合 $a' = 100.3$, $b' = 10.3$

また、 20°C , 1atm を基準とする相対空気密度を $\delta = 293P/T$ として定義する。

1.2 電子発生数の変化 N_e

コロナ放電を開始すると、ガス中のイオンや電子は放電極近傍の強い電界によって加速されるので、充分な運動エネルギーをもってガス分子と衝突し、これを電離し、さらに多くのイオンや電子が発生する。その効果を量的に表わすため、Townsend^{9~12)} は気体中の電子の衝突電離係数 α を仮定し、次のような関係式を報告している^{1,9,10~12)}。すなわち、放電極 ($x=0$) を出発した N_{e0} 個の電子は進行距離 x の間に

$$N_e = N_{e0} e^{\alpha x} \quad \dots\dots (1.2)$$

Fig. 1 コロナ開始電界強度と衝突電離係の関係

昭和49年10月14日受理

*粉体工学研究会シンポジウム (1974.7 熱海) にて発表

**京都大学工学部化学工学教室 (〒606 京都市左京区吉田本町)

TEL 075-751-2111

に増加する。ただし、 α は電界 E の関数であるが、一般に P を気圧として $\alpha/P = f(E/P)$ で表わされる。

Fig. 1 は E と α の関係を示す一例である。

1.3 コロナ放電における粒子の荷電数 n

コロナ放電の中に含じん気流が導入されると、粒子に電荷が生ずる。この粒子の荷電数については、大略次の三つの機構に分けて考えられている。

1.3.1 電界によるイオンの粒子への衝突機構^{1,13~18)}

($D_p \geq 0.5\mu$)

これは電界の作用で、イオンあるいは帯電粒子がまだ帯電していない中性の粒子と衝突して、これに電荷を与える場合で、一般の電気集じんにおける帯電機構とされている。

i) 荷電開始の t_c 秒後における粒子荷電数を表わす式^{1,2,13~16,80)}

$$n = \frac{E_0 D_p^2 \phi}{4e} \cdot \frac{t_c}{t_c + \frac{1}{\pi N_0 e K}} \quad \dots\dots (1.3)$$

ii) しかし、帯電が進むにつれてその電荷はイオンと同極となるために、イオンに対する反発力を生じ、次第に荷電速度が低下し、ついには粒子の荷電は飽和する結果となる。これを次式で表わす^{1,2)}。

$$n_s = \frac{E_0 D_p^2 \phi}{4e} \quad \dots\dots (1.4)$$

これより、粒子荷電量は電界強度と粒子の大きさの二乗に比例し、イオンの密度とモビリティには無関係であることがわかる。しかし、上式は次のような仮定を考慮して適用する必要がある。

イ) すべての粒子は球形で、かつ均一荷電される。

ロ) 粒子間の電気的干渉効果がない。

1.3.2 イオン拡散機構^{18~22)} ($D_p \leq 0.2\mu$)

気体中のイオンはガス中を熱運動しながらイオンの濃度差にしたがって拡散し、この拡散により粒子に衝突し電荷を与える。これに関しては White²⁰⁾ は外部電界の影響を無視して、荷電時間 t 秒に対して荷電数を次のような関係式で表わしている^{1,2,19~22,80)}。

$$n = \frac{D_p k T}{2e^2} \log \left(1 + \frac{\pi D_p C N_0 e^2 t_c}{2k T} \right) \quad \dots\dots (1.5)$$

上記2種類の荷電機構による荷電数を比較すると表1のとおりである。これより、粒子（ほぼ直径 $0.5(\mu)$ ）が大きい場合には、衝突による機構が支配的であるのに対し

表 1 衝突機構と拡散機構との比較

粒子の直径 $D_p(\mu)$	衝突機構による粒子の荷電数 n				拡散機構による粒子の荷電数 n			
	荷電時間 t_c (秒)				荷電時間 t_c (秒)			
	0.01	0.1	1.0	∞	0.001	0.01	0.1	1
0.2	0.7	2	2.4	2.5	3	7	11	15
2.0	72	200	240	250	70	110	150	190
10.0	7,200	20,000	24,000	25,000	1,100	1,500	1,900	2,300

ただし、 $\phi=1.8$, $E_0=2$ kV/cm, $T=300^\circ\text{K}$,
 $N_0=5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ とする。

て、非常に微細な粒子（ほぼ直径 $0.2(\mu)$ 以下）になるとイオンの拡散機構による荷電数が大きくなることが明らかである。実際の電気集じん装置では、粉じんの粒径は多くの場合 $1(\mu)$ より大きいので荷電機構としては衝突のみを考えることが多い。

1.3.3 衝突と拡散を同時に考慮した場合^{23~26)}

($0.05\mu \leq D_p \leq 1.0\mu$)

これは衝突機構におけるイオンの平均自由行程の影響を考慮して荷電数を求める場合で、Cochet²⁴⁾ の理論的解析および実験結果から次式のような関係式が得られる^{1,24)}。

$$n = \left\{ \left(1 + \frac{2\lambda}{D_p} \right)^2 + \frac{2}{1 + \left(\frac{2\lambda}{D_p} \right)} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \right\} \cdot \frac{E_0 D_p^2}{4e} \cdot \frac{t_c}{t_c + \frac{1}{\pi N_0 e K}} \quad \dots\dots (1.6)$$

Fig. 2 粒子の直径と粒子の荷電数の関係

Fig. 3 荷電粒子の直径とイオン密度の関係

この式も電界強度および大きな粒子直径による影響が大きい。

上述のように、もし、粉じん粒子が極端に小さく、かつ個々に分散している状態にあるとすれば、集じん空間において粉じん粒子の受ける荷電数が表 1 に示す値のように非常に少ないため、粉じん粒子の集じん極への移動速度が小さくなり、集じん率は当然著しく低下する。しかし、実際に集じん装置に入ってくるこのような粒子の多くが凝集状態にあり、その凝集体の等価粒子径はかなり大きくなっている。したがって、一般の電気集じん装置では粒子の荷電過程は衝突機構による荷電効果がもっとも大きいと考えられている。

なお、Fig. 2 は粒子直径と粒子飽和荷電数の関係を示す例で、Fig. 3 は粒子直径とイオン密度の関係を示す例である。

2. 電界強度 E と印加電圧 V の関係式

印加電圧を上げるとコロナ電流が増加するだけでなく電界強度も大きくなるので、集じん極に向う荷電粒子が多くなって集じん率が增大する。一方、印加電圧一定の場合は、放電極から離れるに従って電界は弱くなるから、集じん率は減少する。実用装置においては電極形状や装置の形式（円筒型と平板型）のみならず、粒子の影響もあるので、電界強度などの計算は非常に困難で、今なお不明な点が少ない。以下に既報の関係式をできるだけ多く調査して整理検討してみた。

2.1 円筒型集じん極について

2.1.1 コロナ放電開始の電界強度 E_0

a) 清浄空気中の場合

イオンのモビリティが電界強度によって変わらないとの仮定下において、コロナ放電開始の電界強度は Gauss^{27, 28)} の法則により次のような関係式で表わすこと

ができる^{1, 2, 26, 27)}。

$$E_0 = \frac{V_0}{r_0 \log \frac{b}{r_0}} \quad \dots\dots (2.1)$$

一方、Peek²⁹⁾ は代表的な場合として清浄な放電極に対して実験的にコロナ開始電界強度を次式で表わしている^{1, 2, 29)}。

$$E_0 = c\delta + d\sqrt{\frac{\delta}{r_0}} \quad (\text{負コロナ}) \quad \dots\dots (2.2)$$

これより、放電極直径のコロナ開始の電界強度におよぼす影響が大きいことが明白である。これらの関係を Fig. 4 に示す。放電極直径が 1 mm 以下ではコロナ放

Fig. 4 コロナ開始電界強度と放電極直径の関係（空气中、負コロナ）

表 2 実験データ(2.2)式（負コロナ）

ガスの種類		c	d
空	気	30.0	9.0
酸	素	29.0	11.5
窒	素	38.0	9.0
二	酸化炭素	28.7	12.3

表 3 各種のガスの E_0 の比較

（標準状態・負コロナ
放電極直径 $2r_0=2\text{mm}$ ）

ガスの種類		$E_0(\text{kV/cm})$
空	気	64.4
酸	素	68.8
窒	素	70.5
二	酸化炭素	70.8

電開始電界強度は放電極直径が小さくなるに従って急激に増加する。また温度が上がるか、あるいは圧力が下がるかすると δ が減少するため Fig. 4 に見られるようにコロナ開始電界強度は低くなる。一方、ガスの種類が異なると、コロナ開始電界強度も変わってくる。表 2 と表 3 はそれぞれ各種のガスにおける定数および (2.2) 式より近似的に求めたコロナ開始電界強度である。そこで、(2.1) 式と (2.2) 式からコロナ開始電圧 V_0 を次のように求めることができる。

$$V_0 = r_0 \left(c\delta + d\sqrt{\frac{\delta}{r_0}} \right) \log \frac{b}{r_0} \quad \dots\dots (2.3)$$

Fig. 5 はコロナ開始電圧と放電極径との関係を表わす。これより、放電極径を小さくするとコロナ開始電圧は低くなるが、集じん極径を大きくしてもそれほどコロナ開始電圧が増加しないことがわかる。

空气中で放電極の傷と汚れを考慮した場合、Peek²⁹⁾ の実験結果によるとコロナ開始電界強度は清浄な場合より約 50~70% 程度異なる。したがって、次のような関係式が与えられる^{1,2)}。

$$E_0 = f\delta \left(c + d\sqrt{\frac{\delta}{r_0}} \right) \quad \dots\dots (2.4)$$

b) 含じん気流中の場合

実用集じん装置の場合では、多くの粉じんが含まれているため空間電荷の影響を受けてコロナ電流は減少し、電界強度も変わってくる⁷¹⁾。この変化を定量的に推定することはきわめて困難であるが、Pauthenier¹⁾ らは次のような近似式を導びいた¹⁾。

Fig. 5 集じん極径を変えた時の放電極径とコロナ開始電圧の関係例(負コロナ)

$$E_{r_0} \cong E_0 e^{\phi_{sr}} \quad \dots\dots (2.5)$$

2.1.2 放電極の印加電圧 V とコロナ電流 I_t との関係^{1,2,30~37)}

コロナ開始電圧以上では、わずかに印加電圧を増加しても発生するイオンの数が急激に増加し、コロナ電流は著しく増加する。この変化を Jeans³⁷⁾ は清浄空气中に対して次式のように与えている。

$$V = V_0 + r_0 E_0 \left\{ \sqrt{1 + (2I_t/K)(b/E_0 r_0)^2} - 1 - \log \frac{1 + \sqrt{1 + (2I_t/K)(b/E_0 r_0)^2}}{2} \right\} \quad \dots\dots (2.6)$$

これはまた、(2.7) 式から (2.9) 式までのように近似して用いられる^{1,2,38)}。

(低電流の場合: 数 mA すなわち 3×10^7 e. s. u 以下)

$$I_t = V(V - V_0) \frac{2K}{b^2 \log \left(\frac{b}{r_0} \right)} \quad \dots\dots (2.7)$$

(中電流の場合: 10 数 mA $= 3 \times 10^7$ e. s. u $\sim 6 \times 10^7$ e. s. u)

$$I_t = \frac{2K}{b^2} \left\{ (V - V_0)^2 + \frac{V_0(V - V_0)}{\log \left(\frac{b}{r_0} \right)} \right\} \quad \dots\dots (2.8)$$

(高電流の場合)

$$I_t = \frac{K}{2b^2} \left(V - r_0 E_0 \log \frac{b}{12r_0} \right)^2 \quad \dots\dots (2.9)$$

これらの近似式は一般に中電流以下では実験結果とよく合うが、高電流になると幾分誤差を生じる。そこで、Cooperman^{1,42)} の実験結果より (2.6) 式に補正電圧項 $\Delta V = -\tau I_t$ を導入して良い結果が得られた。一方、含じんガス中において、Koller と Fremont⁴⁰⁾ らが次のような指数関数式を提案している^{1,2,40,41)}。(Fig. 11 を参照)

$$i = M V_1^m \quad \dots\dots (2.10)$$

ただし、 i : コロナ電流 (mA), V_1 : 印加電圧 (kV)

この関係式を用いて実装置の運転状況をおる程度予測できるため、実装置の運転に当って調べておく必要がある。

ところで、印加電圧を高くすれば放電極近傍における電界強度が高くなってガスのイオン化を促進し、集じん

Fig. 6 放電極を変えたときのコロナ特性

Fig. 7 集じん極を変えた場合のコロナ特性

Fig. 8 温度によるコロナ電流の変化(空气中)
(円筒型, 放電極直径 $2r_o=2.8$ mm, 放電極と集じん極の距離 $2b=200$ mm)

極に向かうイオン数が増加し、コロナ電流は必然的に増加してくる。このように印加電圧の変化に対するコロナ電流の変化を一般にコロナ放電特性と呼んでいる。このコロナ放電特性は清浄空気中の場合、放電極の状態や幾何学的な配置などの影響を受けるが、含じんガス中の場合には、それに加えて処理ガスや含有粉じんの状態および性質などによって大きく左右されるために、その解析は十分にできないため経験に負うところが多い。Fig. 6より Fig. 12 まではコロナ放電特性を示す一例である。これより次のことがいえよう。すなわち、放電極を小さくするとコロナ電流が大きくなる (Fig. 6)、集じん極径が小さいときにはわずかにその径を小さくするとコロナ電流は急激に増加するが、集じん極径が 15cm 前後になるとコロナ電流の変化は非常に小さくなる (Fig. 7)。また、処理ガスの温度が高くなるとイオンの熱運動がはげしくなってガスのイオン化を促進し、コロナ電流の増加を生じる。Fig. 8 に示すように、ガス温度を常温から 176°C に変化させたとき、コロナ電流は約 2 倍に上昇する。一方、ガスの圧力が高くなるとガスは次第に圧縮され、イオンの運動が抑制されるためコロナ電流は減少する。Fig. 9 に示すように、ガスの圧力を 1 気圧から 2 気圧に変化させると、コロナ電流は数分の一まで減少する。しかし、これらは清浄ガス中についての一般的なコロナ放電特性である。実際に、含じんガス中ではガスイオンが互いに衝突して荷電した粉じん粒子の集じん極に移動する速度が、ガスイオンの速度よりも非常に小さいため空間電荷効果という現象が起こり、コロナ放電特性は著しく変わると考えられる。その一例は

Fig. 9 ガス圧力によるコロナ電流の変化(空气中)
(円筒型, 放電極直径 $2r_o=2.8$ mm, 放電極と集じん極の距離 $2b=150$ mm)

Fig. 10 コロナ電流と放電極数の関係例

Fig. 11 印加電圧とコロナ電流の関係(負コロナ)

Fig. 12 に示している。これより、コロナ電流は粉じん濃度の増加に伴い、直線的に減少していることがわかる。一般に、実装置の出口側の方が粉じん濃度が少なく、空間電荷による影響も小さいため、コロナ電流は入口側よりも大きくなると推測できる^{1,2)}。ところが、平板型は円筒型と違って、一つのダクト内に多数の放電極

Fig. 12 粉じん濃度がコロナ放電特性におよぼす影響(粉じんサンプル: フライアッシュ, 平均粒子径約 7μ , 集じん極寸法 $300\text{ mm} \times 700\text{ mm}$, 集じん極間隔 200 mm , 放電極径 $2.0\text{ mm}\phi$, 放電極間隔 200 mm)

が互いに隣接して配置され、これらの放電極が互いに干渉し合うことがあるため、コロナ放電特性は比較的推定しにくい。しかし、集じん率をよくするため、多くのコロナ電流が必要であることは経験的に知られている。さらに、最大のコロナ電流を得るためには、放電極相互に干渉のない適切なダクト幅に対する一定の放電極間隔が必要であると考えられる。Fig. 12 はその一例を示している。通常、ダクト幅が定まればこのダクト幅に等しい間隔、またはこれより幾分少なめに放電極間隔をえらべば、もっとも多くのコロナ電流が得られるようである¹⁾。

2.1.3 集じん極近傍での電界強度 E 。

集じん極の電界強度の解析は、集じんの性能の解明にとって重要であるが、困難である。しかし、一般にポアソンの方程式の解として次のような関係式が導びかれる。ここで集じん極近傍での電界強度を清浄空気中の場合と含じん気流中の場合に分けて考える。

a) 清浄空気中での放電極から半径 r の点における電界強度^{1,43,80)}

$$E_{r1} = \sqrt{\frac{2I_t}{K} + \frac{E_0^2 r_0^2}{r^2}} \quad \dots\dots (2.11)$$

上式はイオンモビリティの変化が著しい放電極の近傍では適用できないが、集じん極近傍では $r_0^2/r^2 \ll 1$ であるので右辺の第2項は無視でき^{1,2,80)},

$$E_0 = \sqrt{\frac{2I_t}{K}} \quad \dots\dots (2.12)$$

となる。すなわち、コロナ電流 I_t が大きいほど放電極近傍でのイオンによる空間電荷によって電界分布が均一化され、集じん極での電界強度が高くなる。

b) 含じん気流中での放電極から半径 r の点における電界強度^{1,2,3,80)}

$$E_r = \sqrt{\frac{r_0^2 E_0^2}{r^2} e^{2\phi s r} + \frac{2I_t}{K} \left(1 + \frac{2}{3} \phi s r\right)} \quad \dots\dots (2.13)$$

集じん極の近傍では $r_0^2/r^2 \ll 1$ で、 $r=b$ であるので上式の右辺の第1項を無視でき、電界強度は次のように与えられる^{1,2,3,80)}。

$$E'_b = \sqrt{\frac{2I_t}{K} \left(1 + \frac{2}{3} \phi s b\right)} \quad \dots\dots (2.14)$$

さて、(2.12) 式と (2.14) 式とを比較すると、前者のイオンモビリティ K は、後者では $1/(1+2/3\phi s b)$ に相当する。このことはダストの存在により、イオンモビリティは $K/(1+2/3\phi s b)$ になることを意味する。また、ダスト粒子が著しい空間電荷を形成するために、同一電圧のもとでは当然コロナ電流の減少が起こる。一方、ダストの誘電率や表面積が大きいかうが電界強度も高くなる。**Fig.13** は同心円筒電極における電界強度を示す。この関係は粉じんの含まれていない場合である。

2.2 平板型について

2.2.1 コロナ放電開始の電界強度 E_0

この場合のコロナ開始電界強度は円筒型の Peek の空気中の実験結果と同一と考えてよい¹⁾。また、コロナ開始電圧は次式のように決められている^{1,2)}。

$$\begin{aligned} V_0' &= r_0 E_0 \log \frac{\pi r_0}{2b} \\ &= r_0 \left(c\delta + d\sqrt{\frac{\delta}{r_0}} \right) \log \frac{\pi r_0}{2b} \quad \dots\dots (2.15) \end{aligned}$$

これは円筒型の場合 (2.3) 式に比べて大差がない。

2.2.2 放電極での印加電圧 V とコロナ電流 I_p の関係

平板型電気集じん機において放電線同志の間には電界の弱い場所ができ、放電線間隔が大きいかほどこれが著しくなる^{3,44)}。電界を解析的に求めることは不可能で、Cooperman⁴⁶⁾ が逐次近似法で電位関数を求め、次のような関係式を与えている。

$r_c \geq b$ の範囲では放電線単位長さ当りの電流 I_p は線間隔に無関係に一定となり^{1,2,46)}、

$$I_p = \frac{K}{b^2 \log \left(\frac{4b}{\pi r_0} \right)} V(V - V_0') \quad \dots\dots (2.16)$$

となる。

$r_c \leq b$ の範囲では³⁾

$$I_p = \frac{r_c K}{\pi b^3} V(-V_0') \quad \dots\dots (2.17)$$

一般に、放電極線間隔はあまり狭くなるとコロナ放電開始電圧が上昇するので、集じん極電流密度は減少する。放電極径により異なるが、通常 $b/r_c = 0.3 \sim 1.0$ の間で電流密度が最大となるところがあり、その位置は放電極線径によって異なる^{3,46)}。

2.2.3 集じん極での電界強度 E_p

平板型は円筒型よりも幾何学的配置が複雑であるが、通常近似として次式⁴⁵⁾を用いる^{1,2,4)}。

$$E_p = \sqrt{\frac{8I_p b}{K r_c}} \quad \dots\dots (2.18)$$

また、 $2b = r_c$ の場合

$$E_p = \sqrt{\frac{4I}{K}} \quad \dots\dots (2.19)$$

となる。これを円筒型の場合の (2.12) 式と比較すると、コロナ電流が半分で集じん極での電界強度は同じとなる。次式は流れ方向の集じん極本数と荷電時間の一般的関係を表す⁴⁾。

Fig. 13 同心円筒極における電界強度 (空気中)

$$t_c = \frac{N_p W}{u} \quad \dots\dots (2.20)$$

設計の際には、一般に $N_p \geq 3$ とすればよいと経験的にいわれている。

3. 粒子の移動速度 w

荷電粒子の受けるクーロン力と粒子移動によるガスの抵抗力のつり合い条件より、粒子の集じん極への移動速度を求めることができる。従来空気中の粒子移動速度に対しては次のような理論式が導びかれている。

3.1 カニンガム係数を考慮した場合¹⁾ ($D_p < 1\mu$) (衝突)

$$w = \frac{\phi D_p E_0 E_p}{12\pi\mu} \left(1 + 0.86 \frac{\lambda}{D_p} \right) \quad \dots\dots (3.1)$$

3.2 $D_p \leq 0.5\mu$ の場合

さらに詳しく粒子径について分けて考えてみよう。

a) $0.2\mu \leq D_p \leq 0.5\mu$ の場合¹⁾ (衝突と拡散)

$$w = \frac{\left\{ \left(1 + \frac{2\lambda}{D_p} \right)^2 + \frac{2}{1 + (2\lambda/D_p)} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right\} E_0 E_p D_p}{12\pi\mu} \quad \dots\dots (3.2)$$

b) $D_p \leq 0.2\mu$ の場合¹⁾ (拡散)

$$w = \frac{k \cdot T \cdot E_p \log \left(1 + \frac{\pi D_p C N_0 e^2 t_c}{2kT} \right)}{6\pi\mu e} \quad \dots\dots (3.3)$$

3.3 $D_p \geq 0.5\mu$ の場合¹⁾ (衝突)

$$w = \frac{D_p E_0 E_p \phi}{12\pi\mu} \quad \dots\dots (3.4)$$

実際の電気集じん装置の場合には、ダストの粒径は多くの場合 1μ よりも大きい。たとえおのおのの粒子は非常に小さくとも、凝集した状態で存在することが多いために、集じん極に向う移動速度はかなり大きくなる。電気集じん装置の運転状態を考えるには、いわゆる衝突機構 (3.4) 式のみを考慮すればよいといわれている。さらに集じん空間に含じん気流が導入される場合、粒子移動速度は次のようにして求める必要がある。Fig. 14 は粒子移動速度 w と電界 $E_0 E_p$ の関係を示している。

a) 円筒型の場合 (含じん)

Fig. 14 粒子の移動速度と電界強度の関係

Fig. 15 コロナ電流と粒子の移動速度の関係

$$w = \frac{D_p \phi}{12\pi\mu} \cdot \frac{2I}{K} \left(1 + \frac{2}{3} \phi s b \right) \quad \dots\dots (3.5)$$

すなわち、移動速度は放電極線の単位長さ当りの電流 I に比例する。

b) 平板型の場合 (清浄空气中)

しかし、平板型の場合では含じん気流が導入されると複雑な電界分布を示すので、一般に実験によって求めている。一応の目安として清浄空気中の場合の粒子移動速度を次式で示す^{1,3)}。

$$w = \frac{D_p \phi}{12\pi\mu} \cdot \frac{8Ib}{K r_c} \quad \dots\dots (3.6)$$

3.4 コロナ電流 I およびコロナ電力 P_c による式

粒子移動速度はコロナ電流^{1,47)} とコロナ電力¹⁾ に比例し、それぞれで表わすこともできる。

a) コロナ電流による場合^{1,2,47)}

$$w = \frac{D_p \phi}{12\pi\mu} \cdot \frac{\phi I}{K} \quad \dots\dots (3.7)$$

b) コロナ電力による場合^{1,2,52)}

$$w = c_1 \frac{P_c}{A} \quad \dots\dots (3.8)$$

コロナ電流と移動速度の関係を示す Fig. 15 より、集じん率を高くするにはコロナ電流を大きくすればよいのである。

一方、次式のように、anderson⁵⁰⁾ の実験結果より粒子移動速度は同一高圧電源における放電極線の長さの影響を受ける^{1,49,51)}。

$$w = 19.43 - 1.40 \ln l \quad \dots\dots (3.9)$$

4. 集じん率 η

集じん率の推定は確率的にしか行ない得ないと考えるのが実状である。しかしながら、従来から粉じん粒子の直径は均一で、かつ、ガス流に対して垂直断面の含じん濃度は一定としたとき、次式のような Deutsch¹⁸⁾ の対数透過式が使用され、集じん率推定式とされている^{1,18)}。(Fig. 16, Fig. 17, Fig. 18 を参照)。

Fig. 16 集じん率と $\frac{AV}{Q}$ の理論値の計算例

Fig. 17 ガス流速と集じん率の計算例

$$\eta = 1 - \exp\left(-\frac{Aw}{Q}\right) \quad \dots\dots (4.1)$$

ただし、円筒型の場合、 $\frac{A}{Q} = \frac{2\pi R_c L}{\pi R_c^2 u} = \frac{2L}{R_c u} = \frac{2}{R_c} t$

平板型の場合、 $\frac{A}{Q} = \frac{2Lh}{2bhu} = \frac{L}{bu} = \frac{t}{b}$

(4.1) 式を粒子直径を用いて表わすと次式のようなになる⁵⁴⁾。(Fig. 19 を参照)。

$$\eta = 1 - e^{-\varphi D_p} \quad \dots\dots (4.2)$$

これより粉じん濃度は集じん時間 t または、流れ方向の長さとともに指数関数的に減少し、集じん率はガス流量に対する集じん面積が大きく、かつ (3.4, 3.5) 式より電界強度、電流量が大きいくほど高くなることが考えられ

Fig. 18 それぞれ集じん極を変えた場合の集じん特性

Fig. 19 いくつかの集じん装置に対する粒子直径と集じん率の関係

Fig. 20 (4.4)式の $\xi\sigma$ と $\omega^{1/2}\sigma$ の関係

る。一方、(4.2)式より集じん率は粉じんの粒径によって影響を受けることが明らかである。もし粉じんの粒径が均一でなければ粒度分布を考慮し、Deutsch 式を補正する必要がある。この場合、多くの工業粉じんの重量粒度分布は対数正規分布に従うため、集じん率を次式で表現することができる^{1,54)}。

$$\eta = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{X^2}{2} - \varphi \bar{D}_p e^{X \log \sigma_g}\right) dX \quad \dots\dots (4.3)$$

さらに、上式を次式のように近似して表わすことができる⁵⁴⁾。

$$\eta = 1 - \frac{\exp\left(-\frac{\xi^2 \sigma^2}{2} - \xi\right)}{(1 + \xi \sigma^2)^{1/2}} \quad \dots\dots (4.4)$$

いくつかの計算結果によって (4.4) 式から得られた集じん率は (4.3) 式で得られた値ときわめて同様であることも確認された⁵⁴⁾。また、計算の過程からみて (4.4) 式は比較的簡単であるため、粉じんの粒径を考慮した集じん率の計算において有益な近似式であると考えられる。

Fig. 20 は $\xi\sigma$ と $\omega^{1/2}\sigma$ の関係を表わす。

例: $\bar{D} = 12 \times 10^{-4}(\text{cm})$, $\sigma_g = 2.8$, Fig. 19 より乾式集じん機の場合において, $\varphi = 0.46 \times 10^4(\text{cm})^{-1}$, $\omega = \varphi \bar{D}_p = 0.46 \times 12 = 5.52$, $\sigma = \ln \sigma_g = 1.03$, $\omega^{1/2}\sigma = (5.52)^{1/2} \cdot (1.03) = 2.42$, Fig. 20 より, $\xi\sigma^2 = 1.42$, したがって, $\xi = 1.42/(1.03)^2 = 1.34$, これらを (4.4) 式に代入して計算すると,

$$\eta = 1 - \frac{\exp\left[-\frac{(1.34)^2 \cdot (1.03)^2}{2} - 1.34\right]}{[1 + 1.34 \cdot (1.03)^2]^{1/2}} = 1 - 0.0655 = 0.9345$$

Fig. 21 コロナ電力と集じん率の関係例

Fig. 22 高電圧分割率と集じん率の関係例

一方、Deutsch の修正式^{57,61)}として粒子の再飛散の影響を考慮した Robison⁵⁷⁾ の次式が提出されている^{2,57,61)}。

$$\eta = 1 - \left(1 - \frac{\beta}{1 - \gamma}\right) \exp\left[-(1 - \gamma) \frac{A}{Q} \xi \omega - \frac{\beta}{1 - \gamma}\right] \quad \dots\dots (4.5)$$

さらに、Deutsch の式と異なって、Theodore^{58,59,60)} の式が提出されている。Theodore の式は粒径分布のほか濃度分布や速度分布の影響も取り扱うことができる。また、集じん率の計算においては Theodore の式がほかの式よりも比較的正確であることも確認されている⁵³⁾。これらの集じん率推定式は下記にまとめて置く^{53,58-60)}。

i) 集じん装置の長さの関数として表わす場合

$$\eta = 1 - a_1 e^{-a_2 L} \quad \dots\dots (4.6)$$

ii) 平板と平板の距離 (あるいは円筒の直径) の関数として表わす場合

$$\eta = 1 - b_1 e^{-b_2/W} \quad \dots\dots (4.7)$$

iii) 電界強度の関数として表わす場合

$$\eta = 1 - c_2 e^{-c_3 E_0^2} \quad \dots\dots (4.8)$$

さらに、集じん率をコロナ電力で表現すると^{2,52)}、(Fig. 21 参照)

$$\eta = 1 - e^{-c_4 P_c / Q} \quad \dots\dots (4.9)$$

また、Ramsdells^{62,63)} の実験結果 (主としてフライアッシュ) より、集じん率におよぼす高電圧室分割数の効果が次式のように与えられている^{1,62,63)} (Fig. 22 参照)。

表 4 集じん率を装置の長さの関数として表わした例

		集じん極の幅, $W=23$ (cm)		基礎条件: 装置の長さ, $L=4$ (m)		電界強度, $E_0=4$ (kV/cm)	
業 種	種 類	装置の長さ (m)		$\eta = 1 - a_1 e^{-a_2 L}$			
		4m	6m	a_1	a_2		
Fly Ash	平板型	92.33	96.07	0.4095	0.1204		
セメントダスト	平板型	90.27	94.80	0.4191	0.1010		
溶 鋳 炉	円筒型	98.80	99.70	0.2050	0.2166		
硫酸ミスト	円筒型	89.93	96.63	1.2653	0.1808		

表 5 集じん率を集じん極の幅の関数として表わした例

		集じん極の幅, $W=23$ (cm)		基礎条件: 装置の長さ, $L=4$ (m)		電界強度, $E_0=4$ (kV/cm)	
業 種	種 類	集じん極の幅		$\eta = b_1 e^{-b_2 / W}$			
		15 cm	23 cm	b_1	b_2		
Fly Ash	平板型	96.37	92.33	0.3806	14.24		
セメントダスト	平板型	95.20	90.27	0.4362	13.40		
溶 鋳 炉	円筒型	99.87	98.80	0.4996	35.59		
硫酸ミスト	円筒型	96.87	89.93	1.1441	21.74		

表 6 集じん率を電界強度の関数として表わした例

		集じん極の幅, $W=23$ (cm)		基礎条件: 装置の長さ, $L=4$ (m)		電界強度, $E_0=4$ (kV/cm)	
業 種	種 類	電界強度 (kV/cm)		$\eta = 1 - c_2 e^{-c_3 E_0^2}$			
		4	6	c_2	c_3		
		(kV/cm)	(kV/cm)				
Fly Ash	平板型	92.33	98.90	0.4012	0.0992		
セメントダスト	平板型	90.27	98.17	0.4743	0.0918		
溶 鋳 炉	円筒型	98.80	100.00	0.4133	0.2233		
硫酸ミスト	円筒型	89.93	99.57	1.2444	0.1561		

$$\eta = 1 - e^{-RB} \quad \dots\dots (4.10)$$

以上に述べた集じん率の推定式は、実験室的には比較の実測値と一致するが、実際の工業用集じん装置では再飛散や逆電離などの種々の原因のため集じん率を低下させ、理論値からのずれをもたらすことがある。表 4, 5, 6 はそれぞれ (4.6) 式, (4.7) 式, (4.8) 式のいくつかの実例を示す。

5. 堆積粉じん層の電氣的比抵抗 ρ と逆電離現象の関係

集じん率をもっとも大きく左右するものは粉じんの電氣的抵抗と逆電離現象であるといわれている^{64,65)}。高電氣的比抵抗の粉じんは、逆電離現象のため集じんが困難となる。また、粉じんの電氣的比抵抗は温度、湿度および粉じんの種類などによってきわめて敏感に変化するといわれる^{1,69,71)}。これらについて考えてみたい。

5.1 堆積粉じん層の電氣的比抵抗 ρ と温度 T の関係^{1,64-69)}

Fig. 23 に示すように、粉じん層の電氣的比抵抗は温度の上昇につれて著しく増加し、約 200°C 前後で最高と

Fig. 23 高抵抗粉じんの電氣的比抵抗の温度・湿度の特性
A: $H=0$ での高温領域
B: 高温領域
C: 低温領域

Fig. 24 各種の粉じんの電氣的比抵抗と絶対温度の関係（実験値）

Fig. 25 各種の粉じんの電氣的比抵抗と電子活性化エネルギーとの関係（実験例）

なったが、温度をさらに上げると逆にすみやかに低下する。そしてこの粉じん層の電氣的抵抗の最高値は湿度が高いほど少なくなり、かつ低温の方へ移行する。すなわち、温度が高い状態において、湿度がきわめて低く粉じん粒子への表面水分の影響がないため、粉じん層の電氣的比抵抗は粉じん粒子そのもののもつ特性によって決まるといわれ、一方、温度が低い状態において粉じん粒子表面に水分が凝縮して表面伝導層が形成されるため、粉じん層の電氣的比抵抗はその電気伝導に負うところが大きいといわれている⁶⁹⁾。このことは White の粉じん電氣的比抵抗の温度特性に対する実験結果からもその一端が確められる¹⁾。一方、粉じんの電氣的比抵抗の温度による変化は次のような指数関数に従うということが

表 7 種々のダストのプラント排ガス中での ρ の値

	ガス温度 (°C)	ガス湿度 (Vol. %)	$\rho(\Omega\text{-cm})$
フライアッシュ-Aプラント	160	—	2×10^{10}
フライアッシュ-Bプラント	183	—	5×10^8
フライアッシュ-Cプラント	282	22.0	10^{10}
フライアッシュ-Dプラント	121	—	10^8
フライアッシュ-Eプラント	221	—	5×10^9
フラッシュ・カルサイナーよりの石膏ダスト	171	30.0	10^{12}
ロータリー・キルンよりの石膏ダスト	149	31.0	7×10^9
セメント・キルン・ダスト-Aプラント	242	—	10^{10}
セメント・キルン・ダスト-Aプラント	298	41.0	5×10^7
セメント・キルン・ダスト-Bプラント	171	4.5	2×10^{10}
D.L. 焼結プラントよりの鉛フェウム	143	10.0	10^{12}

表 8 種々の粉じんの電氣的抵抗データ

ダストの種類	ガス温度 (°C)	ガス中水分の含有率 (%)	電氣的比抵抗 $\rho(\Omega\text{-cm})$
アルミニウム還元炉	77	1~2	1×10^9
酸化バリウム	121	7	1×10^{12}
酸化バリウム(水蒸気を含む)	121	—	1×10^{10}
酸化バリウム(冷却ガスを含む)	63	9	3×10^9
二酸化チタン 70% CaSO ₄ , 30% TiO ₂	371	14	5×10^9
銅	249	22	1×10^8
粘土触媒(石油)	177	25	5×10^{11}
石膏(回転キルン)	149	31	7×10^9
セメントキルン { プラントA プラントB プラントC	299	41	5×10^7
	243	—	1×10^{10}
	171	5	2×10^{10}
鉛(焼結炉)	143	10	1×10^{12}
石膏(煅焼炉)	171	30	1×10^{12}
メタホウ酸バリウム (未処理)	148	20	1×10^{12}
	316	20	1×10^{11}
メタホウ酸バリウム (シリコン処理)	148	20	1.5×10^{14}
	316	20	6×10^{11}
酸化クロム	176	—	9×10^{10}
石　　炭	232	—	1×10^{11}
酸化ニッケル	232	—	1×10^8
Fe ₂ O ₃	121	—	9×10^{10}
CaCO ₃	121	—	1×10^{12}
フライアッシュ-A	121	—	8×10^{15}

White により示された^{1,71)} (Fig. 24・Fig. 25 を参照)。

表 9 種々の金属酸化物の電気的比抵抗

試料	ρ (Ω -cm), 湿度 1 (% Vol)				
	21(°C)	66(°C)	122(°C)	176(°C)	232(°C)
FeO	3×10^7	2×10^8	9×10^{10}	1×10^{11}	1×10^{10}
CaCO ₃	3×10^8	2×10^{11}	1×10^{12}	8×10^{11}	1×10^{12}
TiO ₂	2×10^7	5×10^7	1×10^9	5×10^9	4×10^9
NiO	2×10^8	1×10^8	4×10^8	2×10^8	6×10^4
PbO	2×10^{11}	4×10^{12}	2×10^{12}	1×10^{11}	7×10^9
Al ₂ O ₃	1×10^8	3×10^8	2×10^{10}	1×10^{12}	2×10^{12}
S	10^{14}				

$$\rho = K_1 \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right) \quad \dots\dots (5.1)$$

これより、温度の上昇につれて粉じんの電気的比抵抗が減少することがわかる。

ρ : 粉じん層の電気的比抵抗 (Ω -cm)

表 7, 表 8, 表 9 はそれぞれ種々の粉じんのプラント排ガス中での粉じんの電気的比抵抗, 種々の堆積粉じんの電気的比抵抗および種々の金属酸化物の電気的比抵抗を示す。

5.2 堆積粉じん層の電気的比抵抗 ρ の測定⁽⁶⁴⁻⁶⁹⁾

もし、粉じんの電気的比抵抗が十分に高いならば、集じん極に堆積した粉じん層がコロナ電流を低下させることが一般に知られている。この電気的比抵抗の測定にはいくつかの実験方法が考えられ、次のような関係式が導びかれている^(1,72-79)。

$$\rho = \frac{A}{D_1} \cdot \frac{\Delta V}{i} \quad \dots\dots (5.2)$$

ただし、 ρ : 粉じん層の電気的比抵抗 (Ω -cm), ΔV : 粉じん層の電圧降下 (V), i : コロナ電流 (Amp.)

しかし、通常の工業粉じんはさまざまな化学成分からなっているため、それぞれ異なった温度特性を示している。したがって、おのおのの粉じんの電気的比抵抗を測定すると同時に、その粉じんの化学的成分についても調べる必要がある⁽⁴⁾。

5.3 堆積粉じん層の電気的比抵抗 ρ と電気的付着力 P_e の関係^(2,80-84)

集じん極に堆積された粉じんは、粉子間並びに粒子と集じん極との間の付着力により付着堆積する。この付着力には、粒子間および粒子と集じん極との間に働く Van Der Walls 力と、電気的付着力とがあり、再飛散現象を大きく支配する。Van Der Walls 力については、すでに粒子が大きいほど再飛散を起こしやすいことが知られ

ている⁽⁸⁰⁾。一方、電気的付着力には、粒子間および粒子と集じんとの接触帯電によるクーロン力が支配的である。これについては、次のような関係式が与えられている⁽⁸⁰⁾。

$$P_e \cong D_p^2 \left(K_2 E I \rho - \frac{E^2}{32} \right) \quad \dots\dots (5.3)$$

ただし、 ρ : 堆積粉じんの電気的比抵抗 (Ω -cm)

上式の右辺の第一項はクーロン力で、第二項は反発力である。この式からわかるように、粉じんの電気的比抵抗が低過ぎると粉じんがもっている電荷を早く放出するため、堆積層表面電位が低くなって静電力付着力がなくなり、反発力によって再飛散が生ずる。その反面、高電気的比抵抗のときは付着力がますます大きくなり、後から蓄積するイオン電荷によって表面電位が増加し、ひいては逆電離を起こす。これらはいずれも集じん率を低下させるため好ましくないが、この現象を定量的には握することはむずかしい。経験的に、正常な粉じんの電気的比抵抗は $10^4 \Omega$ -cm $\sim$ $10^{10} \Omega$ -cm であるといわれている。

5.4 堆積粉じんの電気的比抵抗 ρ と堆積層の表面電位 V_d の関係⁽⁴⁾

Fig. 26 粉じん層の厚さと電界強度との関係の実験例 (フライアッシュ)

Fig. 27 ダストの電気的比抵抗の集じんにおよぼす影響

粉じん層の電気的比抵抗が高すぎると、堆積粉じん層内で一定の電界強度に達したとき、局部放電が発生する。次式⁴⁾からわかるように、この電界強度は堆積粉じん層の薄い場合の方が高く、電気的比抵抗が大きくなるにしたがって大になる (Fig. 26 を参照)。

$$V_d = V_1 \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{4\pi}{\rho \varepsilon} \right) t \right] \right\} \quad \dots\dots (5.4)$$

ただし、 $V_1 = D t \rho i$ (V)、 V_d : 粉じん層の表面電位 (V)、 ρ : 堆積粉じん層の電気的比抵抗 (Ω/cm)、 i : コロナ電流 (A)

この式は一旦、集じん極に付着した粉じんはすべて再飛散しないと仮定しているが、逆電離についての目安にはなる。一般に、コロナ電流と集じん率におよぼす影響を Fig. 27 のように粉じんの電気的抵抗によって分類して考えることができる^{85, 86)}。

i) $\rho < 10^4 \Omega\text{-cm}$ の場合

一旦集じん極に到達した粉じんは電荷を素早く放出し、堆積粉じん層の表面電位が低くなり、付着力を失い再飛散を生ずる。

ii) $\rho = 10^4 \Omega\text{-cm} \sim 10^{10} \Omega\text{-cm}$ の場合

正常な状態で集じん率が高い状態といわれる。

iii) 電気比抵抗が $10^{10} \Omega\text{-cm}$ ないし $10^{11} \Omega\text{-cm} \sim 10^{12} \Omega\text{-cm}$ である場合

堆積粉じん層の厚さが増加したとき、表面電位が高くなるため電界強度が小さくなり、コロナ電流とともに集じん率が減少し、粉じん層より火花をひん発する現象がみられて、逆電離という異常放電も発生する。そのときには電圧を下げて安定した運転をたもつ。

iv) $\rho > 10^{12} \Omega\text{-cm}$ の場合

堆積集じん層がうすくても、表面電位が急激に増加し堆積集じん層内が絶縁破壊を起こして逆電離とよばれる異常放電が生ずる。このとき、コロナ電流は急激に増加するが火花開始電圧が低くなり、かつ両極イオンによって粉じんの荷電数が中和されるため集じん率は低下する。なお、逆電離開始電圧および火花開始電圧などについては次のような関係式が報告されている⁷⁴⁻⁸²⁾。

5.5 逆電離開始電圧 ΔV_0 推定式⁷²⁻⁷⁸⁾

堆積粉じん層の緩和時間 t_0 を用いて逆電離開始電圧を求めることができる¹⁾。

$$\Delta V_i = \Delta V_0 (1 - e^{-t/t_0}),$$

$$\text{ただし, } t_0 = 8.85 \times 10^{-14} \phi \rho \quad \dots\dots (5.5)$$

ただし、 ρ : 粉じんの電気的比抵抗 ($\Omega\text{-cm}$)

逆電離が発生すると、Fig. 27 に示すように、コロナ電流は急激に上昇する。このコロナ電流の上昇は堆積粉じん層の表面電位の影響のほかに、粉じんの電気的抵抗の影響もあって、Fig. 30 に示すように、コロナ放電特性は急激に悪くなり、一方、火花開始電圧も著しく減少する。ところで、一般に逆電離の発生を防ぐためには、コロナ放電特性を求めておくことはもちろん、Fig. 23 からわかるように、 $\rho < 5 \times 10^{10} (\Omega\text{-cm})$ となる高温状態または低温状態において運転するか、あるいは、ガス中に水分または微量な物質 NH_3 , $(\text{C}_2\text{H}_5)_3\text{N}$, NaCl , SO_3 , カーボンブラック……などを添加することによって ρ をこの値以下に下げようとする必要があるといわれる^{3, 87)}。しかし、温度を上げて運転することは高温に耐える材質の選択、排ガス持ち逃げ熱量による熱経済の問題および装置自体の膨張などの障害のほかに、ガス粘性係数も増加するため、集じん空間における粒子の移動速度は減少し、集じん率を低下させることを避けることができない。したがって、入口ガス中に水分を噴霧気化させ、その気化熱を用いてガス温度を下げることもにガス湿度を上げることは逆電離の防止に有効である^{64, 69, 87)}。このほか、逆電離を防止するには荷電部と集じん部が別になった2段式集じん機を用い⁸⁸⁾、もし、スラリーの処理に問題がなければ湿式集じん装置を用いるとよいのである³⁾。最近このような傾向がある。

6. 火花開始電圧 V_s と発生ひん度 S_p の推定式

一般に、円筒型では火花開始電圧はほぼ集じん間距離に比例して増加し、平板型では隣り合う放電極の影響を受けて火花開始電圧は放電極の本数とともに増加する。

6.1 火花発生ひん度 S_p 推定式および最適火花発生

Fig. 28 火花発生ひん度と電圧におよぼす堆積粉じん層の影響例

Fig. 29 火花発生ひん度と最大電圧の関係

Fig. 30 高抵抗ダストの堆積層による放電特性の変化 ($\rho=10^{12}\Omega\text{-cm}$, $\theta=100^\circ\text{C}$)

ひん度を与える印加電圧 V_N の推定式^{1,70,71)}

Hall⁷⁰⁾の実験結果より多くの集じん機の火花発生ひん度は、電圧の関数として次式のような指数法則に従うことを示している^{1,2,70,71)}。

$$S_p = \exp \{ Z(V_p - V_s) \} \quad \dots\dots (6.1)$$

ただし、 V_p : 最大電圧 (kV), V_s : 火花開始電圧 (kV), S_p : 火花発生ひん度 (1/min), Z : 一ケタの実験定数(一)
上式より火花開始電圧値と最大電圧値がわかると、火

花発生ひん度が求まる (Fig. 28 と Fig. 29 を参照)。

一方、最適火花発生ひん度を与える印加電圧は次式のように表わされる^{1,2,70)}。

$$V_N = V_s - \frac{1}{Z} \log N \quad \dots\dots (6.2)$$

ただし、 V_N : 放電極数 N 本のときの最適印加電圧 (kV), V_s : 火花開始電圧 (kV), Z : 実験定数(一)

結 言

電気集じん装置の各種の性能推定式についての従来の結果を整理検討した。ここで取り上げた推定式は理論的、または実験室的規模での検討結果から得られたものが大部分であって、これらと現場の装置の間に存在するへだたりは少なくないを考える。したがってこの問題を解明しない限り、電気集じん装置の場合も十分に各種の性能を推定できる状況にないといえよう。

しかしながら、本報でのまとめが電気集じん装置の設計に際して、一つの資料としてお役に立てば幸いである。

なお、本報での単位として c. g. s., e. s. u. 単位系で統一したが、実用上この単位系を用いない方がより便利と考えられる場合には、文中にそのつど使用単位を記入してある。また、図および表に使用される単位は実用上よく使用されるものであるので、実際の性能の計算時にはこの点に留意されたい。

参考のため下記に単位換算を示しておく。

$$\text{電 圧 } V \text{ 1 (V)} = \frac{1}{300} \text{ (e. s. u.)}$$

$$\text{電界強度 } E \text{ 1 (kV/cm)} = \frac{10}{3} \text{ (e. s. u.)}$$

$$\text{電 流 } I \text{ 1 (mA/cm)} = 3 \times 10^6 \text{ (e. s. u./cm)}$$

記

$a_1, a_2, b_1, b_2, c, c_2, c_3, d$: 定数(一)

$C_1 = 7.28 \times 10^3$ (フライアッシュ)

$C_4 = 2.3 \times 10^4$ (フライアッシュ)

A : 集じん極面積 (cm²)

B : 高電圧分割数/ 3×10^3 (m³/min)

b : 放電極と集じん極の距離 (cm)

C : イオンの2乗平均速度 (cm/sec)

D : 単位時間当りの堆積粉じん層の厚さ (cm/sec)

D_1 : 堆積粉じん層の厚さ (cm)

号

D_p : 粒子直径 (cm)

$\bar{D}_p$: 粒子の中位径 (cm)

E : 放電極中心より距離 r での電界強界 (e. s. u.)

E_0 : コロナ開始電界強度 (e. s. u.)

E_0' : 破壊電界強度 (e. s. u.)

E_{r_0} : 円筒型含じん気流中における放電極近傍の電界強度 (e. s. u.)

E_{r_1}, E_{r_2} : それぞれ円筒型清浄空気中と円筒型含じん気流中における放電極中心より距離 r で

の電界強度	(e. s. u.)
E_0, E_0' : それぞれ円筒型清浄空気中と含じん気流中における集じん極近傍での電界強度	(e. s. u.)
E_p : 平板型清浄空気中における集じん極近傍での電界強度	(e. s. u.)
E_a : 電子活動エネルギー	(eV)
f : 表面荒さを表わす。通常 0.5~0.7 とする	
h : 平板の高さ	(cm)
I : 放電極単位長さ当りのコロナ電流	(e. s. u./cm)
ただし, I_t : 円筒型の場合, I_p : 平板型の場合	
k : ボルツマン定数 1.37×10^{-16} (エルグ/°K)	
K_1, K_2 : 定数	(-)
L : 流れ方向の長さ	(cm)
l : 高圧電源における全放電極の長さ	(cm)
M : 実験定数(-), 空気の場合 3.1×10^{-5} , 塩化メチルの場合 3.1×10^{-4} である	
m : 実験定数(-), 空気の場合 4.2, メチルアルコールの場合 2.8	
N : 管数(円管型), あるいは放電極数(平板型)	(本)
N_e : 電子の発生数	(個数)
N_{e0} : 放電極より毎秒当りの自由電子数	(個数)
N_0 : イオン密度	(イオン数/cm ³)
N_p : ガス流れ方向に配置する集じん極数	(本)
n : 粒子の荷電数	(個数)
n_s : 粒子の飽和荷電数	(個数)
P : 圧力	(atm)
P_c : コロナ電力	(e. s. u.)
P_s : 堆積粉じん層の付着力	(dyne)
Q : 単位時間当りのガス流量	(cm ³ /sec)
R : 定数(フライアッシュでは 1.3 となる)	
R_c : 円筒の半径	(cm)
r : 放電極中心よりの距離	(cm)
r_0 : 放電極半径	(cm)
r_c : 放電極の間隔	(cm)
S : 単位ガス量当りの粒子の比表面積	(cm ² /cm ³)
T : 温度	(°K)

t : 時間	(sec)
t_c : 粒子の荷電時間	(sec)
t_0 : 緩和時間定数	(sec)
V : 印加電圧	(e. s. u.)
V_0, V_0' : それぞれ円筒型と平板型のコロナ放電開始電圧	(e. s. u.)
ΔV_0 : 逆電離開始電圧	(e. s. u.)
ΔV_t : 時間 t における粉じん層の電位差	(e. s. u.)
u : ガス流速	(e. s. u.)
$X = \frac{\log D_p - \log \bar{D}_p}{\log \sigma_g}$	
x : 電子の放電極からの移動距離	(cm)
W : 集じん極の幅	(cm)
w : 粒子の移動速度	(cm/sec)
α : 電子の衝突電離係数	(イオン対/cm)
β : 電気比抵抗の小さい粉じんの単位質量当りの粒子飛散率	(-)
γ : 正常粉じんの単位質量当りの粒子飛散率	(-)
ξ : 避近傍の濃度と平均濃度に対する比	(-)
η : 集じん率	(-)
θ : 温度	(°C)
λ : イオンの平均自由行程	(cm)
(空気の場合, 標準状態において 0.1×10^{-4} とする)	
μ : ガスの粘性係数	(ポイズ)
ξ : 定数(-) (Fig. 20 より求められる)	
π : 円周率	(-)
σ_g : 幾何標準偏差	(-)
$\sigma = \ln \sigma_g$	
τ : 定数(-) (Cooperman の実験結果より大気中において円筒の半径 10cm, 長さ 38cm, 放電極の半径 0.14cm であるとき $\tau=2.0$)	
$\phi = 1 + 2 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$ (ただし, ε は誘電定数である)	
$\varphi = \frac{\phi E_0 E_p A}{12 \pi \mu Q}$ (cm ⁻¹)	
ϕ : 定数	
$\omega = \varphi \bar{D}_p$	

参 考 文 献

1) White H. J.: "Industrial Electrostatic Precipitation." Addison-Wesley, Reading, Massachusetts (1963)

2) Jr. Sabert Oglesby., "A Manual of Electrostatic Precipitator Technology, Part I & Part II." Distributed by NTIS (1970)

- 3) 高分子学会編, “静電気ハンドブック” 地人書館, (1970)
- 4) 橋本, 谷口著, “電気集じん装置の理論と実際” 電気書院, (1965)

- 5) 井伊谷鋼一著, “集じん装置” 日刊工業新聞社, (1973)
- 6) 井伊谷鋼一編, “粉体工学ハンドブック” 朝倉書店, (1965)

引用文献

- 7) Gaugain, J. M.: *Annales de Chimie et de Physique*, **64**, 175 (1862)
- 8) Townsend, J. S.: “Electricity in Gases. New York” Oxford Univ. Press. (1915)
- 9) Thomson, J. J.: “Conduction of Electricity Through Gases.” 3rd. 2 Vols. New York: Cambridge Univ. Press. (1928)
- 10) Townsend, J. S.: *Philos. Mag.* **6**, 358 (1903)
- 11) Loeb, L. B.: “Basic Processes of Gaseous Electronics.” Berkeley, Univ. of Calif. Press. (1955)
- 12) Brown, S. C.: “Basic Data of Plasma Physics.” Technology Press. M. I. T. and Wiley, New York. (1959)
- 13) Rohman, H.: *Z. Phys.*, **17**, 253 (1923)
- 14) Gunn, R.: *J. Geophys. Res.*, **55**, 171 (1950)
- 15) Kunkel, W. B.: *J. Appl. Phys.*, **21**, 820 (1950)
- 16) Loeb, L. B.: “Static Electrification.” Springer Verlag, p. 134. (1958)
- 17) Pauthenier, M. M. and Moreau-Hanot M.: *Rev. Cén. Élect.*, Tome XLV, (18), 583 (1939)
- 18) Deutsch, W.: *Annalen der Physik*, **68**, 335 (1922)
- 19) Aredent, P. und Kallman, H.: *Z. Phys.*, **35**, 421, (1926)
- 20) White, H. J.: *AIEE Trans.*, **70**, 1189 (1951)
- 21) Penney, G. W. and Lynch, R. D.: *AIEE Trans.*, Pt. 1, **76**, 294 (1957)
- 22) Armington, R. E.: “Ph. D. Thesis.” Univ. of Pittsburg (1957)
- 23) Hewitt, G. W.: *AIEE Trans.*, Pt. 1, **76**, 300 (1957)
- 24) Cochet, R.: “Lois de Charge des Fines Particules (submicronique) Etude Théor etiques-Contrôles Kécents Spectre de Particuler.” Published by Centre National de la Recherche Scientifique, Paris. (1961)
- 25) Liu, Y. H. and Yeh, H. C.: *J. Appl. Phys.*, **39**, 1396 (1968)
- 26) Murphy, A. T., Adler, F. T. and Penny, G. W.: “AIEE Winter General Meeting,” New York, p. 59-102, (1959)
- 27) Frank, N. H.: “Introduction to Electricity and Optics.” McGraw-Hill (1950)
- 28) Stratton, J. A.: “Electromagnetic Theory.” McGraw-Hill (1941)
- 29) Peek, F. W.: “Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering”. 3rd ed. McGraw-Hill, p. 64 (1929)
- 30) Warburg, E.: *Wied. Ann.*, **67**, 69 (1899)
- 31) Engel, A. Von.: “Ionized Gass.” p. 100 clarendon Press. (1955)
- 32) Watson, E. A.: *The Electrician*, **64**, 11 (1910. 2)
- 33) Mierdel, G. and Seeliger R.: *Aichiv für Elektro-technik* **29**, 11 (1935)
- 34) Cooperman, P.: *AIEE. Trans.*, **64**, (1956)
- 35) Penney, G. W. and Matich, R. E.: “A Probe Method for Measuring Potentials in DC Corona.” *AIEE Preprint* (1957)
- 36) White, H. J.: *Elect. Engrs.*, **71**, 67 (1952)
- 37) Jeans, J. H.: “Electricity and Magnetism.” 5th ed. New York, Cambridge Univ. Press. p. 41 (1927)
- 38) Townsend, J. S.: “Electricity in Gass,” New York, Oxford Univ. Press, p. 375 (1915)
- 39) Townsend, J. S.: “Handbuch der Radiologie (Marx).” BDI, s 331, (1920)
- 40) Koller, L. R. and Fremont H. A.: *J. Appl. Phys.*, **21**, 741 (1950)
- 41) Smith, P. L. and Penney, G. W.: *AIEE Trans.*, Pt. 1, **80**, 340 (1961)
- 42) Cooperman, P.: “The Effects of Gas Temperature, Pressure, and Composition on the Electrical Characteristics of the Corona Discharge.” Unpublished report. Research Corp., (1953)
- 43) Pauthenier, M. M. and Moreau-Hanot, M.: *J. Phys. Radium., Ser. 7*, (12) 590 (1932)
- 44) Lagarias, J. S.: *AIEE Trans.*, Pt. 1, **78**, 427 (1959. 9)
- 45) Troos, N.: *PIEE.*, Pt II, **101**, (82), 369 (1954)
- 46) Cooperman, P.: *AIEE Trans.*, Pt. 1, **79**, 47 (1960)
- 47) Mierdel, G.: *Zeitschrift für Technische Physik*, **13**, 564 (1932)
- 48) Kalaschnikow, S.: *Zeitschrift für Technische Physik*, **14**, 267 (1933)
- 49) Horne, G. H.: “On the Relation of the Arcing Voltage to the Length of Discharge Electrode Energized by a Single Unit.” Unpublished Western Precipitation Co. Report, (1921)
- 50) Anderson, E.: “On the Charge in Precipitation Capacity with Electrode Length Energized from One Electrical set.” Unpublished Western Precipitation Co. Report, (1921)

- tation Co. Report, (1924)
- 51) Anderson, E. and Horne, G. H.: "Report on Electrical Precipitation Experiments at the Experimental Installation at Santa Cruz." Unpublished Western Precipitation Co. Report, (1919)
 - 52) White, H. J. and Hall, H. J.: "Pre-Determination of corona power Requirements for Fly Ash Precipitation." Unpublished Research Corporation Laboratory Technical Paper (3) (1951)
 - 53) Reynolds, J. P., Theodore, L. and Marino, J.: APCA Meeting, Denver, Colorado, June 9-13, p. 1~29 (1974)
 - 54) Kung, R. G. and Hanna, O. T.: *Ind. Eng. Chem. Process. Des. Develop.*, **11**, (4), 623~626 (1972)
 - 55) Dallavalle, J. M., "Micromeritics." 2nd. Ed. p. 53 (Pitmon Pub.)
 - 56) Drinker, P. Hatch : "Industrial Dust." p. 193 (McGraw-Hill) (1954)
 - 57) Robinson, H.: *Atm. Environ.* Pergamon Press, I, p. 193~204
 - 58) Theodore, L. and Pardini, J.: APCA Meeting, Atlantic. p. 71~124 (1971)
 - 59) Theodore, L. and Eastment, T. J.: APCA Meeting, Miami Beach. p. 72~108 (1972)
 - 60) Theodore, L., Reynolds, J. and Navarrete, R.: APCA Meeting, Chicago. p. 73~292 (1973)
 - 61) Cooperman, P.: APCA Meeting New York. p. 69 (1969)
 - 62) Ramsdell, R. G.: *Proc. Am. Power Cont.* **30**, (1968. 4)
 - 63) Ramsdell, R. G.: "An Approach to the Prediction of Fly Precipitator Efficiencies." The Pennsylvania state Univ, p. 9-13 (1958. 6)
 - 64) White, H. J.: *Chem. Eng. Progress.* **52**, (6), 244 (1956)
 - 65) White, H. J.: *Air Repair*, **3**, (2), 79, (1953. 11)
 - 66) Danniels, R. D.: "A study of the Effects of Adsorbed Film upon the surface Electrical Conductivity of Powder." Ph. D. Thesis. Univ. Utah., (1952)
 - 67) Rasch, E.: and Hinrichson, F. W.: *Z. Elektrochem.*, **14**, 41 (1908)
 - 68) Schmidt, W. A.: *Ind. Eng. Chem.*, **41**, 2438 (1949)
 - 69) Sproull, W. T. and Nakada, Y.: *Ind. Eng. Chem.*, **43**, 1350 (1951)
 - 70) Hall, H. J.: AIEE Winter General Meeting New York., p. 57~175 (1954)
 - 71) White, H. J., Roberts, L. M. and Hedberg, C. W.: *Mech. Eng.*, **72**, 873 (1950)
 - 72) Wolcott, E. R.: *Phy. Rev.*, **12**, and series. (1918)
 - 73) Frank, S.: *Z. Physik*, **87**, 323 (1933)
 - 74) White, H. J.: "Characteristics and Fundamentals of the Back Corona Discharge." Brook haven Gaseous Electronics Conference, (1948)
 - 75) Penney, G. W.: *AIEE Tech.*, 51~201 (1951)
 - 76) Simm, W.: *Chem. Ing. Techn.*, **31**, 43 (1959)
 - 77) Penney, G. W. and Craig S. E.: *AIEE Tech.*, 60~103, (1961)
 - 78) Penney, G. W. and Craig, S. E.: "AIEE Annual Meeting." (1961. 2)
 - 79) Lakey, J. R. A. and Bostick, W.: "Researches into Factors Affecting Electro-precipitation." *Inst. Chem. Eng.*, Manchester (1955. 4)
 - 80) Lowe, H. J. and Lucas, D. H.: *Brit. J. Appl. Phys.*, **24**, (2), 40~47 (1953)
 - 81) Davies, C. N.: "Aerosol Science." Academic Press, London-New York (1966)
 - 82) Penney, G. W. and Klingler, E. H.: *AIEE Trans.*, Pt. 1, **200**, (1962. 7)
 - 83) Heinrich, D. O.: *Staub*, **22**, (9), 360~364 (1962)
 - 84) Sproull, W. T.: *J. APCA.*, **15**, (2), 50~55 (1965)
 - 85) Heinrich, D. O.: *Eng. Boiler-House Rev.*, 179, (1953. 6)
 - 86) Heinrich, D. O. and Anderson, E.: *Chem. Eng. Prac.*, **3**, 481 (1957)
 - 87) Schmidt, W. A.: *IEC*, **41**, (11), 2428 (1949. 11)
 - 88) Rose, H. E. and Wood, A. J.: "An Interoduction to Electrostatic Precipitation, in Theory and Practice," London, Constable (1956)