

論 文

二種類荷電法によるサブミクロン粒子の 凝集および集じん

金沢誠司*, 大久保利一*, 野本幸治*, 足立宣良*
(1992年1月7日受理)

Submicron Particle Agglomeration and Precipitation by Using a Bipolar Charging Method

Seiji KANAZAWA,* Toshikazu OHKUBO,* Yukiharu NOMOTO* and
Takayoshi ADACHI*

(Received January 7, 1992)

A collection efficiency of modern electrostatic precipitators (ESP) is very high except for that of submicron particles. To improve the collection efficiency of fine particles, it is considered to use an electrostatic agglomeration technique. This technique is to produce larger particles by collision of oppositely charged fine particles under Coulomb force. In this paper, two-stage type ESP with a bipolar charging section is proposed and the fundamental characteristics of agglomeration and precipitation of submicron particles are studied. The ESP consists of a bipolar charging section and an electric field section. Smoke particle trajectories are observed and particle size distributions are measured with charging voltage and electric field strength as parameters. Moreover, particle charges are calculated by using a corona field calculation method and theoretical particle trajectories are compared with experimental results. As a typical results, 0.3-1 μm particles decrease to only 18% (75% without bipolar charging), while 1-5 μm particles increase to about 82% (25% without bipolar charging). The mean diameter of smoke particles with electrostatic agglomeration increases two times compared to that of non-agglomerated particle. The collection efficiency for submicron particles is about 80% under an optimum condition.

1. まえがき

荷電したダストをクーロン力により捕集する電気集じん装置(以後ESPと略す)は、産業用のもので通常99%以上の高い集じん率を有している。しかし、ダストの粒径別で評価するとサブミクロン領域で集じん率が低下することが以前から知られている。この問題はダストの荷電量が粒径の関数であるために、サブミクロン粒子の荷電量が小さくなり十分な集じん極方向への移動速度が得られないことに主に起因している。

サブミクロン粒子の捕集の基本としては荷電量不足を

キーワード: サブミクロン粒子, 荷電, 静電凝集, 集じん
* 大分大学工学部電気電子工学科(870-11 大分市旦野原 700)
Department of Electrical and Electronic Engineering,
Faculty of Engineering, Oita University, 700
Danno-haru, Oita, 870-11 Japan

補うことと集じん可能な粒径に凝集粗大化することとの二つが考えられる。前者に関してはこれまでに予備荷電装置を有する2段式ESPの提案やパルス荷電方式の利用が知られている¹⁾。また後者に関しては強力な超音波の照射による凝集や正負荷電による静電凝集法がある²⁾。静電凝集法は粒子の一部に正電荷を、他方に負電荷を与えて双方の粒子間に作用するクーロン作用力を利用するものであり、現在運転中のESPへの応用の可能性からも、またサブミクロン粒子の挙動を研究するうえからも重要であると考えられる。

この静電凝集に関して、Hughesらは平均粒径150 μm のポリスチレン粒子を正に、平均粒径5 μm のフライアッシュ粒子を負に別々に荷電し、荷電された粗細粒子を乱流場中で混合し、その凝集効果を集じん率の観点から検討している²⁾。また最近、渡辺は多重極電界型静電凝集方

式を提案し、負極性に荷電した粒子は直流に交流を重畠した電界条件のもとで凝集が有効に行われることを報告している³⁾。このような応用的研究もいくつか進められてはいるが、静電凝集の基礎現象や ESP 内でのサブミクロン粒子の挙動等についてはまだ未解決の点が多い。特に、凝集現象は ESP 内における主要な作用力の一つではあるが、ESP 内部では通常集じん等の現象が同時に起こり、その機構の複雑さのために単独に扱われた例は少ないようである。

本研究では正と負の二つの荷電部を有する二種類荷電方式による二段式 ESP を試作し、サブミクロン粒子の凝集および集じんについて実験を行った。この二つの現象を独立に扱うため流れ場やダスト粒子の供給および荷電方法を工夫することで基礎現象の解明を試みた。その結果、静電凝集によるサブミクロン粒子の凝集粗大化の効果が明らかになったので報告する。なお、本方法の特長として、産業用 ESP への応用性のほか、最近普及率の高まりつつある空調用 ESP の荷電部を正・負交互の二極性に変更することで容易に実現可能な点にある。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図 1 に示す。装置は送風部、整流部、荷電部および電界部の四つの部分で構成されている。送風部はシロッコファン型の交流单相モータ送風機を使用し、次段の整流部は直径 6 mm、長さ 23.5 cm のポリエチレン製ストローでハニカム状に構成した整流格子によって一様な空気流れを作る。整流された流れは荷電部と電界部を設置した矩形ダクト内に供給される。荷電部は二組の線対平行平板電極系から成り、図 1 において上側が負極性荷電用、下側が正極性荷電用である。平板電極は接地した 3 枚のアルミ板で構成し、平板間隔は 9 cm

とした。放電線は平板の中央に気流と平行になるように設置し、正および負の直流高電圧を印加する。また放電線にはステンレスまたはタンガステンの細線を使用し、その直径は 0.08 mm, 0.14 mm, 0.25 mm の 3 種類から選び、その長さは 10 cm 一定とした。電界部は端効果対策を施した 2 枚のアルミ板を間隔 10 cm で平行に設置し、その上側の平板に負の直流高電圧を印加し下側平板を接地することで上向きの平等電界を形成した。

ダクト内の風速は 0.25~0.8 m/s の範囲で変化させた。サブミクロン粒子として線香の煙やタバコの煙を用い、整流部出口において気流に乗せて荷電部に供給した。荷電部で正と負に荷電された煙流は電界部で粒子相互間に働くクーロン作用力により衝突する。この軌跡をダクト下流部からハロゲンランプの光を照射してその散乱光をダクト側面より観察し、さらに写真撮影した。凝集効果の度合は光散乱方式によるパーティクルカウンタ（柴田社製、Model PCK-3010A）と慣性衝突を利用して分級するアンダーセンサンサンプラー（東京ダイレック株式会社、Model AN-200）を用いて粒径分布の測定により評価した。

3. 実験結果および検討

3.1 荷電特性

線対平行平板コロナ放電系で構成された荷電部の電圧電流特性を図 2 に示す。条件は無負荷（ダスト無し）の通常の大気雰囲気中での結果である。放電線の直径が 0.08 mm, 0.14 mm, および 0.25 mm の場合に対して、正極性のコロナ開始電圧はそれぞれ約 5 kV, 6.3 kV, および 8 kV であった。負極性のコロナ開始電圧もほぼ正極性と同一の値を示し、荷電電圧の上昇とともに負極性の方が正極性よりわずかに電流値が高くなる一般的

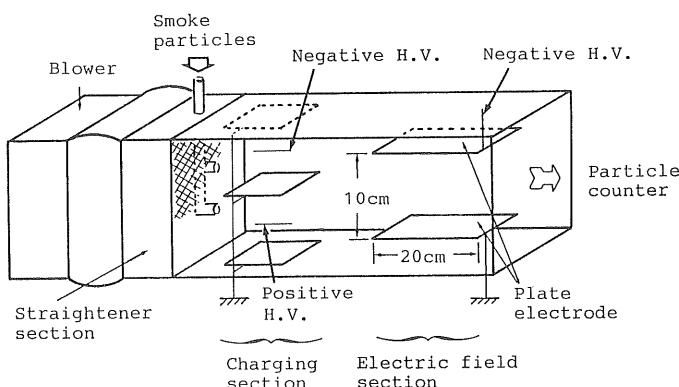


図 1 実験装置 (二種類荷電法による二段式 ESP)

Fig. 1 Experimental apparatus.
(Two-stage type ESP by using a bipolar charging method)

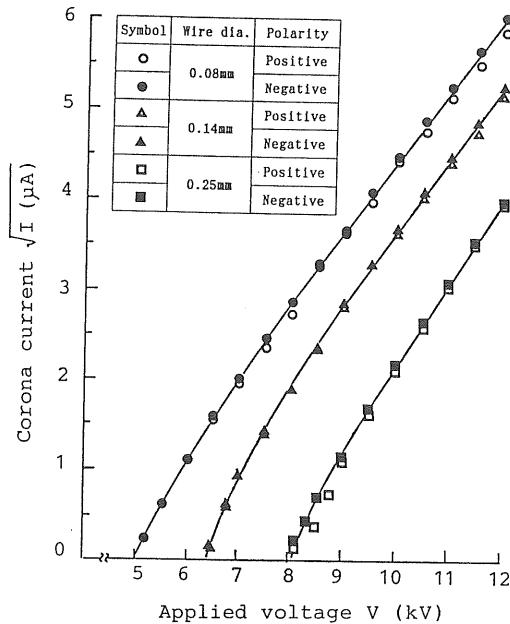


図 2 荷電部の電圧-電流特性

Fig. 2 Voltage-current characteristics for charging section.

なコロナ放電の傾向を示している。線香の煙を放電線と平板の中央に流した場合にはコロナ電流値には図2と比較して違いは見られなかった。しかし煙の濃度を高くした場合や荷電部全域に流した場合は煙粒子に起因する空間電荷効果により電流値は低くなった。

このようなことを考慮して実験は、1)煙を放電線と平板の中央に供給することで煙流の軌跡を制御して行う場合と、2)実際のESPではダスト粒子は荷電空間全体に供給されることを想定して、その基礎特性としてシート状にした煙流を平板間に一様に供給する場合の二つについて行った。

煙粒子の挙動観測にあたり、最初正・負ともに0.25mmの放電線で実験を行った。ところがこの場合、コロナ輝点に関係して発生する負極性イオン風⁴⁾の煙流に及ぼす影響が強く、軌跡の制御が困難であった。一般に粒子の荷電量はコロナ電流の1/2乗に比例すると考えられる⁵⁾。そこで正と負に荷電される粒子に等しい荷電量を与えるための条件として、図2のコロナ電流の値がほぼ等しくなるように放電線径および荷電電圧を設定した。

放電線直径が正極性で0.14mm、負極性で0.08mmのときの荷電部における煙流軌跡を図3に示す。この図から明らかなように煙流軌跡が対称性を示すことで等荷電量であることを評価した。図より荷電電圧が増加すると煙粒子の荷電量が増し、平板方向への移動速度が増大して軌跡の変位が生じている。

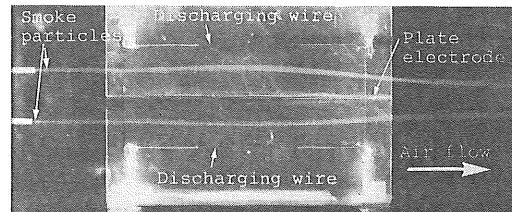
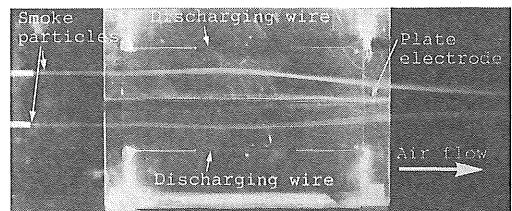
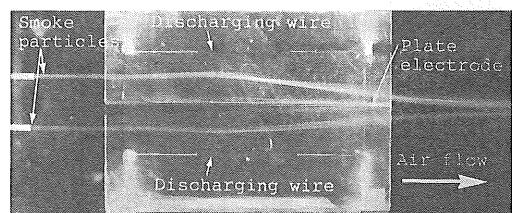
(a) $V_p = 6.5\text{kV}$, $I_p = 0.2\mu\text{A}$: $V_n = -5.3\text{kV}$, $I_n = -0.2\mu\text{A}$ (b) $V_p = 7.0\text{kV}$, $I_p = 1.0\mu\text{A}$: $V_n = -5.8\text{kV}$, $I_n = -1.0\mu\text{A}$ (c) $V_p = 7.7\text{kV}$, $I_p = 2.2\mu\text{A}$: $V_n = -6.3\text{kV}$, $I_n = -2.2\mu\text{A}$

図3 荷電部における煙流軌跡

Fig. 3 Photographs of smoke particle trajectories in charging section.

ここで図3(b)に示した荷電電圧が正極性 $V_p = 7.0\text{kV}$, 負極性 $V_n = -5.8\text{kV}$ で、コロナ電流がそれぞれ $I_p = 1.0\mu\text{A}$, $I_n = -1.0\mu\text{A}$ となるときの単一粒子に対する荷電量の計算結果を表1に示す。計算は代用電荷法をもとにしたコロナ放電場の解析法⁶⁾を使って計算した電界強度 (E_c) を次式で表わされる荷電量算出式⁷⁾に代入して求めた。

電界荷電量 :

$$q_f = 4\pi\epsilon_0 a^2 E_c \frac{3\epsilon_s}{\epsilon_s + 2} \cdot \frac{t}{t + \tau_e} \quad (1)$$

ただし ϵ_0 : 真空の誘電率 a : 粒子半径

ϵ_s : 粒子の比誘電率 t : 荷電時間

τ_e : 荷電時定数

($\tau_e = 4\epsilon_0 E_c / i_c$, i_c : イオン電流密度)

拡散荷電量 :

$$q_{th} = \frac{4\pi\epsilon_0 a k T}{e} \cdot \ln\left(\frac{t + \tau_e'}{\tau_e'}\right) \quad (2)$$

ただし k : ボルツマン定数 T : 温度

e : 電気素量

τ_e' : 荷電時定数

表 1 荷電量の比較

Table 1 Comparison of calculated values of particle charge for positive and negative coronas.

粒子半径 <i>a</i> [μm]	正極性 (V _p =7.0 kV)			負極性 (V _n =-5.8 kV)			ボルツマン 平衡荷電分布 荷電数 [e]
	電界 荷電数 [e]	拡散 荷電数 [e]	総荷電数 [e]	電界 荷電数 [e]	拡散 荷電数 [e]	総荷電数 [e]	
0.1	0.6	7.5	8.1	0.4	6.6	7.0	1.00
0.25	3.6	22.9	26.5	2.5	20.6	23.1	1.64
0.5	14.5	52.0	66.5	10.2	47.3	57.5	2.34
1.0	57.9	116.4	174.3	40.7	107.2	147.9	3.33
2.5	362.1	331.9	694.0	254.3	309.1	563.4	5.28

$$\tau_{\text{e}}' = \frac{4\epsilon_0 k T}{a C_1 n_1 e^2}$$

C₁ : イオン熱運動速度の自乗平均値

n₁ : イオン個数濃度

本実験の荷電機構としては、イオンの衝突による電界荷電とイオンの熱運動にもとづく拡散荷電の両方が考えられる。煙粒子はその大部分が粒径 0.3~0.5 μm の間にあり(3.3 項)、表 1 より荷電にはおもに拡散荷電の影響が大きく、それに電界荷電の影響が重畠したものと考えられる。表には比較として、粒子が大気中でボルツマン平衡荷電分布している場合の平均荷電数^③も示す。コロナ放電による荷電では、粒径の増大とともに粒子荷電量は通常大気中に浮遊する粒子に比べて 1~2 衍大きいことがわかる。さらに静電凝集がプラウン凝集に対しどれくらい大きく作用するかを推定すると、その各々の凝集の速度定数の比 (ϕ) は

$$\phi = \lambda / \{\exp(\lambda) - 1\} \quad (3)$$

$$\lambda = p n e^2 / (8\pi\epsilon_0 a k T)$$

p : 正荷電粒子の荷電数

n : 負荷電粒子の荷電数

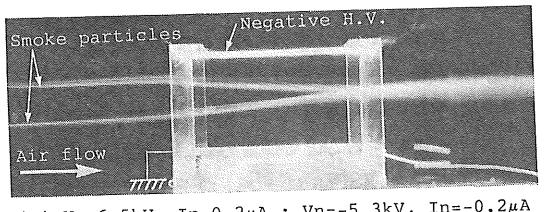
で与えられる^⑨。表 1 より粒径 0.5 μm の粒子について計算するとボルツマン平衡荷電分布の場合には $\phi = 1.08$ となり、静電凝集の効果はあまり期待できない。一方、コロナ放電による二種類荷電粒子の場合は $\phi = 34.94$ となり、静電凝集作用が大きく影響する。

拡散荷電の有効荷電時間は、正極性荷電の場合 0.5 μm 粒子で 378 ms (荷電時定数の 500 倍) であり、負極性荷電の場合には 630 ms となる。流速が 0.8 m/s のときの荷電時間は 125 ms あり、この値は有効荷電時間に対して正極性で 1/3、負極性で 1/5 である。また電界荷電に対しては、正極性で飽和荷電量の 83%、負極性で 79% の荷電量である。さらに正・負荷電量の違いで検討すると、総荷電量の差は相対差で約 13% ほど負極性の方が小さくなっている。この差にもかかわらず得られ

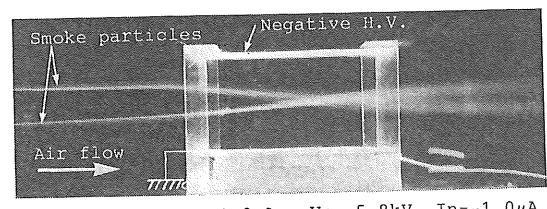
た煙流の対称性は、放電モードの違いに起因しているものと思われる。

3.2 煙流の軌跡

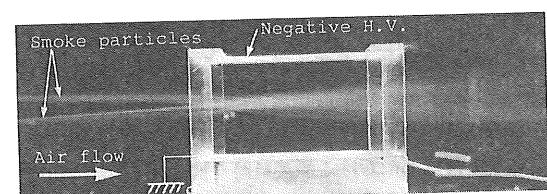
図 4 は煙流の電界部での軌跡を示したものである。平均電界強度は 2 kV/cm であり、正・負に荷電された煙流がクーロン作用力により引き合い、互いの粒子が衝突している様子がわかる。図 4(a)の場合、正・負の電荷をもっていた粒子の軌跡は、電界部で互いに引き合い衝突し、その後平板電極と平行になって流れ出ている。さらに煙粒子の荷電量が増すと、その衝突位置は電界部上流側に移動している(図(b),(c))。そこでこの軌跡の変位に



(a) V_p=6.5kV, I_p=0.2μA : V_n=-5.3kV, I_n=-0.2μA



(b) V_p=7.0kV, I_p=1.0μA : V_n=-5.8kV, I_n=-1.0μA



(c) V_p=7.7kV, I_p=2.2μA : V_n=-6.3kV, I_n=-2.2μA

図 4 電界部における煙流軌跡 (E=2.0 kV/cm)

Fig. 4 Photographs of smoke particle trajectories in electric field section (E=2.0 kV/cm).

着目して荷電粒子の運動を検討した。平等電界中での1個の荷電粒子の運動方程式は次式で表わされる。

$$m \frac{dw}{dt} = qE - 6\pi\mu aw \quad (4)$$

ただし m : 粒子の質量 t : 時間

w : 平板に対して垂直方向の粒子移動速度

q : 粒子の荷電量 E : 電界部電界強度

μ : 気体の粘性

右辺の第1項はクーロン力、第2項はストークスの法則による粘性抵抗の力を示す。式(4)の微分方程式の解は

$$w = \frac{qE}{6\pi\mu a} [1 - \exp \{- (6\pi\mu a/m)t\}] \quad (5)$$

となる。

電界部のはば中央で煙流が衝突している図4(b)の場合について煙流軌跡の変位を式(5)より求め、それを実験結果と比較した。電界部の平均電界強度 E は 2.0 kV/cm 、空気の粘性係数 μ は標準状態 (20°C , 1 atm) で $1.81 \times 10^{-5} \text{ Ns/m}^2$ である。粒径 $0.5 \mu\text{m}$ の粒子に対しては式(5)の右辺第2項は無視でき、また粒子のすべりの影響を考慮するためカニンガムの補正係数¹⁰⁾ C_m ($0.5 \mu\text{m}$ 粒子に対して 1.33) を乗じて計算すると、表1より正極性の荷電数は 26.5 e (単位 e は電気素量、 $1 \text{ e} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$) なので移動速度は $w = 1.32 \text{ cm/s}$ となる。流速が 0.8 m/s のとき電界部入口から衝突している中央までの時間は 0.125 s なので、変位は 0.17 cm となる。負極性の場合についても同様に計算すると荷電数 23.1 e に対して $w = 1.15 \text{ cm/s}$ となり、変位は 0.14 cm となる。一方図4(b)では変位はおよそ 1.5 cm 程度あり、計算による値よりも約 10 倍ほど大きい。この違いは電界荷電と拡散荷電の和で求めた総荷電量が通常小さく見積られる傾向にある¹¹⁾ためと、算出式(5)が単一粒子の運動に対する運動方程式の解であり、実験では煙の粒子は群をなし集団的に振る舞うため、見かけ上粒子径はもっと大きなものとして評価する必要があるためと考えられる。この場合、見かけの粒径を 10 倍の約 $5 \mu\text{m}$ 程度であるとすれば観測結果に一致する。

煙の濃度を変化させて実験を行ったところ、同じ荷電条件でも低濃度で流した煙流の変位は小さく、濃度が高くなるにつれて変位が増大する傾向が見られた。すなわち、濃度が低くなると粒子間の距離が大きくなるため、粒子どうしの相互作用は小さくなり、単一粒子としての運動機構により近づくものと思われる。一方、濃度が高くなると流体と粒子との間の相互作用が強まり、流れ場の変化が生じるため、煙流が変位する。また、凝集率は一般に濃度の 2 乗に比例するので、濃度が高くなるとブラン運動等による凝集作用が大きくなつて粒子が粗大

化し、さらに粗大化した粒子はその粒径に比例した荷電量を得るために最終的には移動速度が増して変位が大きくなる。これら一連の作用が累積的に生じているものと考えられる。

図5は一列に並べた 8 本のノズルを用いて正・負荷電部にシート状に煙を供給した場合の荷電部と電界部での軌跡の様子である。流れ場の乱れやイオン風による影響をできるだけ緩和するため放電線は正・負ともに 0.08 mm のものを使用し、荷電電圧はともに 5.2 kV で

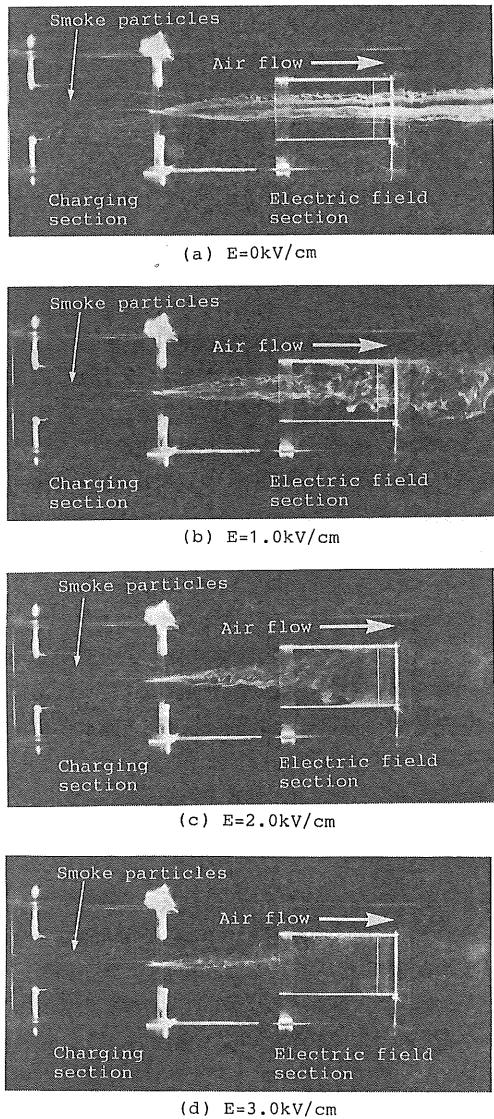


図 5 煙粒子の凝集および集じんの様子 ($V_p=5.2 \text{ kV}$, $V_n=-5.2 \text{ kV}$)

Fig. 5 Photographs of smoke particle trajectories inside an experimental apparatus ($V_p=5.2 \text{ kV}$, $V_n=-5.2 \text{ kV}$).

ある。また流速は各ノズルからの煙流軌跡を整えるために 0.25 m/s とした。したがって、荷電時間は図3、図4に比べて3.2倍ほど増えている。電界部の平均電界強度は 0 kV/cm から 3 kV/cm まで 1 kV/cm ごとに変化させた。電界部に電圧を印加していない場合には荷電部出口近傍で中央方向へ曲がり始めた煙流は広がりながらそのまま電界部に流れ込んでいる(図(a))。一方、電界部に電圧を印加すると正・負に荷電された煙流は衝突や拡散により混合された状態(図(b), 1 kV/cm)となり、さらに電界強度が強まるに従って煙粒子の一部は平板と衝突し(図(c), 2 kV/cm)、電界が 3 kV/cm の場合には電界部出口付近の煙は肉眼ではほとんど見えない程度まで希薄になっている(図(d))。実験終了後、荷電部および電界部の平板電極には煙粒子がタール状に付着しており、集じんされていることが確認された。

このように荷電部および電界部の有効領域に一様に煙粒子を流した場合には、凝集作用と集じん作用が同時に行われていることがわかった。そこで次項では本装置の凝集特性さらには集じん特性について検討を加える。

3.3 サブミクロン粒子の凝集と集じん特性

一般に可燃物の燃焼によって生じる“けむり”は球形に近い形状をしており、発生直後の状態はタバコの燃焼煙の場合で粒径は $0.1\sim0.25\text{ }\mu\text{m}$ 、荷電数は1~2程度である¹²⁾。しかしながら発生した副流煙は個数濃度がきわめて高いためすぐにブラウン凝集や大気中の水分への吸着によりその粒径は一定時間経過後には幾分大きくなっていると考えられる。特に煙粒子の性状は温度と湿度に大きく依存する。本実験の場合、煙発生装置によって発生した煙の発生直後の粒径は約90%程度が粒径 $0.3\sim0.5\text{ }\mu\text{m}$ の領域にあった。粒径分布の測定では必ず同一条件の下で無荷電時と荷電時の粒径分布を比較することで評価した。

図6は図4に示した煙流軌跡を描く場合についてその粒径分布を調べたものである。サンプリングは煙を電界部下流側に設置した容量 1.7 l のスチール管($\phi 130\text{ mm}$)へ導き、その煙をパーティクルカウンタで採取して求めたものである。図(a)の棒グラフより二種類荷電した粒子は凝集により粗大化していることがわかる。一例として、 $V_p=7.0\text{ kV}$, $V_n=-5.8\text{ kV}$ の荷電条件の場合、正と負の荷電粒子群は電界部中央で衝突し(図4(b)), その結果として $0.3\sim1.0\text{ }\mu\text{m}$ のサブミクロン粒子の割合は75%(無荷電時)から18%(荷電時)へと減少し、逆に $1\text{ }\mu\text{m}$ 以上のミクロン粒子の割合は25%から82%へ増加している。図(b)は図(a)の分布特性を対数正規確率紙にプロットしたものである。横軸の粒子径は分級された各粒径範囲の平均値で評価した。同図より無荷電粒子

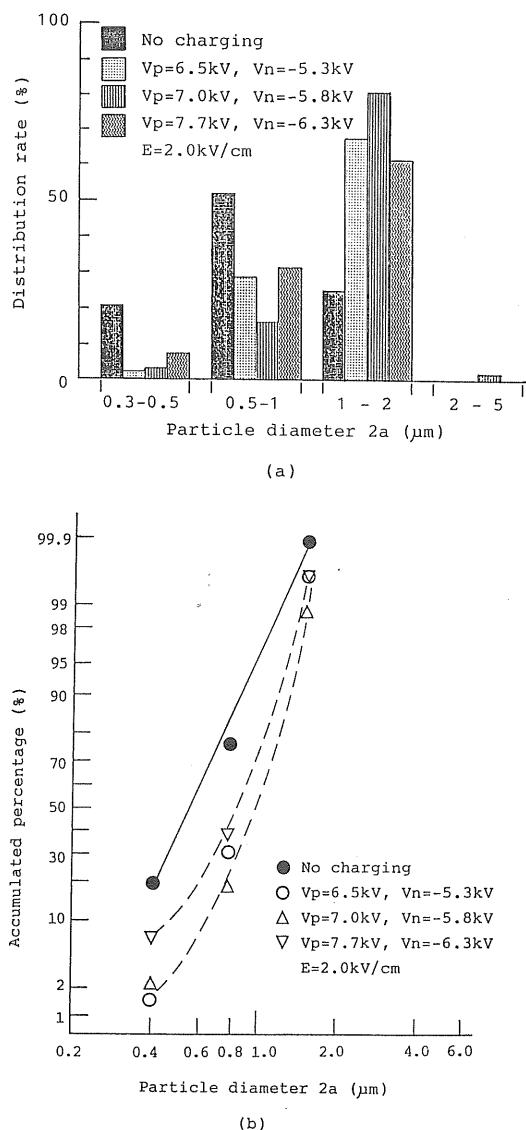


図6 凝集特性

(a) 棒グラフ分布図 (b) 対数確率分布図

Fig. 6 Agglomeration characteristics.
(a) Bar graph of the rate of particle distribution.

(b) Log-probability graph of non-agglomerated and agglomerated particle distribution.

は実線で示されるようにはほぼ正規分布しており、その個数中央径(累積粒度分布が50%となる粒径)は $0.55\text{ }\mu\text{m}$ 、幾何標準偏差は1.3となり、多分散ではあるがかなり揃った粒子とみることができる。一方、荷電粒子の場合には凝集によりこの分布特性が粒径大の方に変化し、正規分布からのずれが生じていることがわかる。なお粒子の個数を基準とした中央径は $0.75\sim1.4\text{ }\mu\text{m}$ の範囲にある

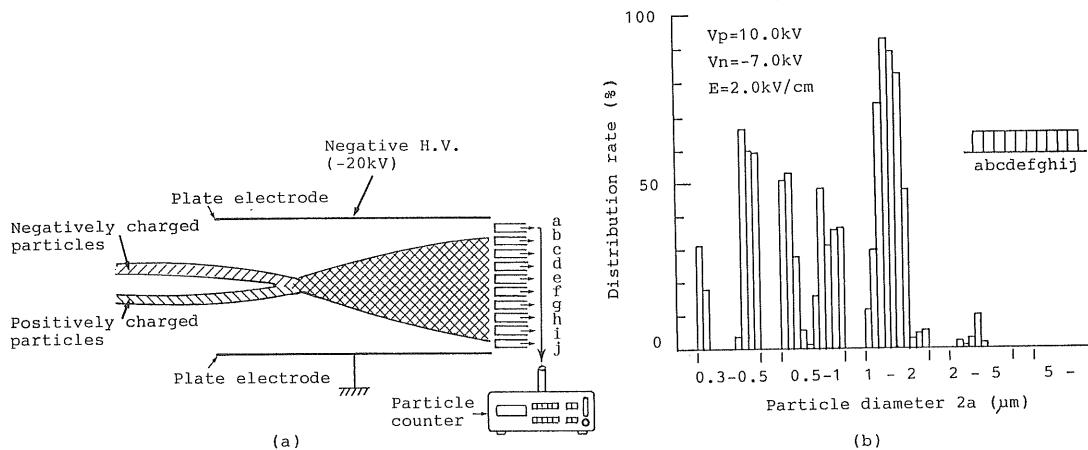


図 7 粒径分布の鉛直方向の位置依存性
(a) 測定方法 (b) 棒グラフ分布図

Fig. 7 Dependence of the rate of particle distribution on vertical sampling.
(a) Measurement method. (b) Bar graph distribution.

と見積ることができる。またアンダーセンサンプラーによる粒径分布の測定でも、荷電粒子の分布は $1.1 \sim 2.1 \mu\text{m}$ および $2.1 \sim 3.3 \mu\text{m}$ の粒径範囲に多くの粒子が存在していた。したがって、本実験で試みた煙によるサブミクロン粒子の凝集では粒径は約 2 倍程度まで粗大化可能であると考えられる。

サブミクロン粒子の凝集に関して、渡辺の結果では線香煙の場合、平均粒径が $0.76 \mu\text{m}$ から $1.2 \mu\text{m} \sim 1.6 \mu\text{m}$ ほど粗大化している³⁾。また同じく線香の煙を用いた中根らの超音波凝集では、 $0.4 \mu\text{m}$ 以下のサブミクロン粒子の減少とそれ以上の粒径を有する粒子の増加の傾向が報告されている¹⁸⁾。

サブミクロン粒子は、個数基準の平均粒径で評価して 2 倍程度まで粗大化することが明らかになったが、図 4(a)～(c)の電界部下流の様子からもわかるように、荷電条件によって煙流分布の位置依存性が現われる。静電気的にはクーロン引力以外に部分的な電荷の偏りによる斥力も働くことを考え合わせなければならない。これらが微妙に関係して煙流の広がりにつながっていると思われる。

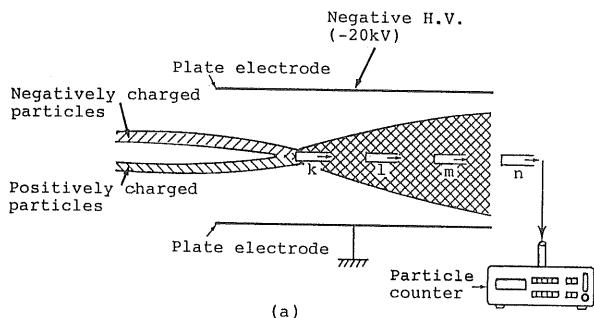
図 7 は広がった煙粒子の空間分布を調べたものである。図(a)に示すように測定には電界部出口で内径 6 mm のチューブを用いて、ダクト断面内の 1 cm 間隔ごとの粒径分布を測定した。図 4 からわかるように荷電電圧が増すにつれて衝突位置は上流側に移動し、衝突後の煙の広がりも大きい。この場合の放電線の径は正極性荷電には 0.25 mm のものを負極性荷電には 0.08 mm のものを使用して、荷電電圧はそれぞれ $V_p = 10.0 \text{ kV}$, $V_n = -7.0 \text{ kV}$ に設定した。図(b)の結果より $1 \sim 2 \mu\text{m}$ の凝集

粒子は電界部出口の中央部付近に存在し、それ以下のサブミクロン粒子は平板近傍でその割合が多い。これは正・負に荷電された粒子のうちで衝突により電荷が中和され粗大化したものは中央部に存在し、そのまま気流に沿って流れるが、衝突しなかった粒子あるいは一方の電荷が強く働き部分的にクーロン斥力の影響が強く働くいた粒子は外側へと静電気的に拡散したものと考えられる。

衝突により凝集に至る粒子について、その成長過程をサンプリング位置を移動することで近似的に時間分解して調べた結果を図 8 に示す。測定は煙流の衝突直後の位置から下流側に 5 cm 間隔で行った。図(b)よりサンプルされた粒子は中央部の軸上ではいずれの場所においてもほとんどが $1 \mu\text{m}$ 以上のミクロン粒子であり、衝突直後には $2 \sim 5 \mu\text{m}$ の粒子の割合が $1 \sim 2 \mu\text{m}$ の粒子の割合よりも多く、サンプリング位置が下流に移動するにつれて $1 \sim 2 \mu\text{m}$ の粒子の割合が多くなっている。この理由としては衝突位置付近では局所的に粒子の濃度が高く、凝集効果が大きくなることや下流にいくに従って粒径の大きい粒子 ($2 \sim 5 \mu\text{m}$) がクーロン力により平板電極へ捕集されることが考えられる。

すなわち図 7、図 8 で示した粒子の挙動は、荷電粒子に働く静電気力による作用と流れの流体力学的作用の相互作用である電気流体力学的な効果に主として起因していると考えられる。

このように煙を放電線と平板の中央に供給して煙流軌跡を制御した実験よりサブミクロン粒子の凝集特性およびその挙動が明らかになった。そこで次に煙を荷電空間全域にシート状で供給した場合(図 5)の集じん特性について調べた結果を図 9 に示す。図の横軸は荷電部印加



(a)

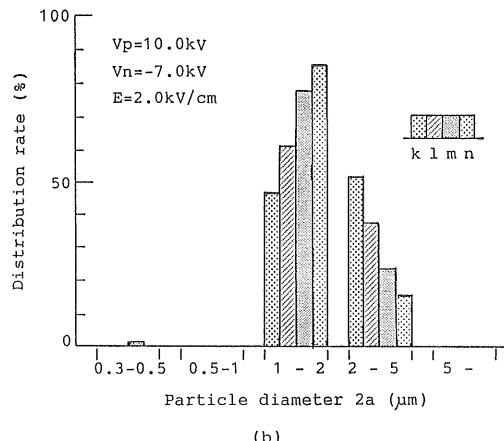


図 8 粒径分布の水平方向の位置依存性
(a) 測定方法 (b) 棒グラフ分布図

Fig. 8 Dependence of the rate of particle distribution on horizontal sampling.
(a) Measurement method. (b) Bar graph distribution.

電圧であり、縦軸はパーティクルカウンタを用いて電界部出口中央で計測した粒子個数をもとに次式で定義した簡易な集じん率 (η) を示す。

$$\eta = (1 - B/A) \times 100 [\%] \quad (6)$$

ここで A と B はそれぞれ無荷電時と荷電時の $0.3 \mu\text{m}$ 以上の粒子個数である。

図 9 よりコロナ放電の開始とともに集じんが開始され、荷電電圧の増加にともなって集じん率も上昇していくことがわかる。図 5 で示した放電開始電圧付近の集じん率は、図 9 より電界部電界強度が $E=2.0 \text{ kV/cm}$ のとき 30% 程度であり、図 5 ではこの集じん特性を視覚的に示していることになる。その後、荷電電圧を 10 kV まで上げると集じん率は約 80% まで上昇する。また電界部電界強度が 2.0 kV/cm とそれ以下の場合で集じん率

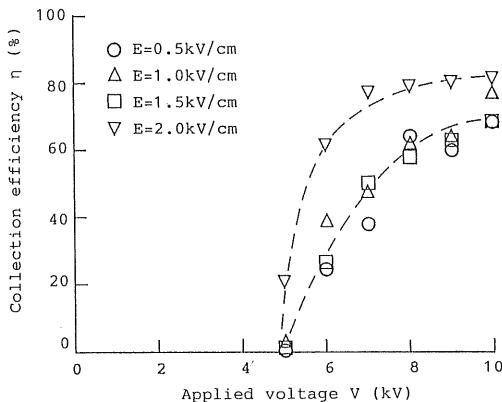


図 9 集じん特性

Fig. 9 Particle collection efficiency as a function of charging voltage.

に差が見られるのは、多くのダスト粒子が集じん平板へ移動するのに必要な電界強度のしきい値が 2.0 kV/cm 程度にあるためと思われる。本実験で用いた二種類荷電方式による二段式 ESP は基礎研究用であり、装置上スニーケージの発生などのため理想的な ESP の状況とは異なる。

以上より本実験で使用した装置内ではサブミクロン粒子の凝集と集じんが同時に進行していることになる。その機構として煙粒子の凝集には、静電的な凝集粗大化作用力が主要な作用力と考えられるが、そのほかグレーディエント力によるじゅず玉形成や熱運動によるブラウン凝集および粗細粒子相互の相対速度差に基づく衝突凝集の可能性もある。集じんには通常の ESP で考えられているクーロン力および重力が主要な作用力であると考えられる。そしてこれら各種作用力が密接に関連して、全体の特性に効いていると思われる。

4. まとめ

二種類荷電法による二段式 ESP を用いてサブミクロン粒子の凝集および集じん特性について実験を行った。これらの基礎現象を単独に捉えるために実験方法を工夫し、検討を行い次のことが明らかになった。

- (1) 荷電量の計算結果より予測される煙粒子の軌跡と実験で観測した軌跡の比較を行った結果、単一粒子の挙動を記述する運動方程式の解では煙流軌跡は説明できず、集団的に振る舞うための実効粒子径による粒子挙動の評価が必要である。
- (2) 線香の煙を利用したサブミクロン粒子の凝集では、個数基準の平均粒径が無荷電時の $0.55 \mu\text{m}$ から荷

- 電による静電凝集で $0.75 \sim 1.4 \mu\text{m}$ 程度にまで粗大化した。さらに、サブミクロン粒子およびその凝集粗大化したミクロン粒子の挙動は装置内の電気流体力学的な流れ場に大きく依存する。
- (3) 荷電部および電界部にシート状で煙粒子を供給した実験では凝集と集じんの両方の作用が働き、本実験で定義した集じん率の値は 80% にまで達した。
- (4) 二種類荷電法による二段式 ESP では、通常の二段式 ESP の荷電部放電線の極性を正負交互にすることで容易に実現できる。本実験によりサブミクロン粒子の高効率捕集の一つの方式としての可能性が示された。

研究について、ご討論をいただいた赤崎正則教授（九州東海大学工学部）、原雅則教授（九州大学工学部）、J.F. Hughes 教授（University of Southampton, UK）に感謝いたします。また、本実験を行うにあたりご協力いただいた本学の赤峰修一技官に感謝します。なお本研究の一部は(株)日本セメントの援助によった。同社の関

係各位に謝意を表します。

参考文献

- 1) 静電気学会(編)：静電気ハンドブック，p. 543，オーム社 (1981)
- 2) J.F. Hughes and R.B. Richardson : *Proceedings of 3rd ICESP*, p. 337 (1987)
- 3) 渡辺恒雄：放電研究，133 (1991) 19
- 4) 足立宜良、川崎元之、中林広光：静電気学会誌, 4(1980) 152
- 5) 飯島 歩：静電気学会誌, 12 (1988) 116
- 6) 大久保利一、川崎元之、野本幸治、足立宜良：静電気学会誌, 8 (1984) 278
- 7) 静電気学会(編)：静電気ハンドブック，p. 269，オーム社 (1981)
- 8) ウィリアム C. ハインズ(著)，早川一也(監訳)：エアロゾルテクノロジー，p. 282，井上書院 (1985)
- 9) 足立元明：静電気学会誌, 12 (1988) 318
- 10) 静電気学会(編)：静電気ハンドブック，p. 272，オーム社 (1981)
- 11) S.K. フリードランダー(著)，早川一也，芳住邦雄(訳)：エアロゾルの科学，p. 40，産業図書 (1983)
- 12) 高橋幹二：基礎エアロゾル工学，p. 91，養賢堂 (1982)
- 13) T. Nakane, T. Otsuka and K. Seya : *Proceedings of 2nd ICESP*, p. 734 (1984)