

Research Reports of the Research Institute
of Industrial Safety, RIIS-RR-91, 1991
UDC 53.082.72,537.29,628.5

両極荷電ミストの静電凝集に関する一考察

山隈繁臈*, 児玉 勉*, 田畠泰幸*

A Study on Electrostatic Coagulation of Bipolarly Charged Mists

by Shigezo YAMAGUMA*, Tsutomu KODAMA*
and Yasuyuki TABATA*

Abstract; In some industrial processes such as rolling and cutting, a large amount of mists can be generated from machinery by the vaporization of cooling oils, lubricants etc. and are often dispersed in environment for a long time. Some mists are inflammable or toxic. Hence, they may cause serious labor accidents such as fires and explosions or aggravate workplace environments. At present, electrostatic precipitators, bag filters and scrubbers are widely used to cope with such hazardous particulate materials. However, particles of several micrometers or below one micrometer are difficult to be treated because of their small size. For example, those small particles have insufficient electrification capabilities. So it is inevitably important to enlarge the size of mist particles in order to efficiently treat them with electrostatic methods.

In this study, a method in which oil mists are divided into two portions, where positive and negative charges are separately given and then mixed together again, was employed. In this method, rapid coagulations of particles were confirmed through observation of the size distribution changes. We carried out both experiments and computer simulations to clarify basic characteristics of charged mists, the mechanism of electrostatic coagulation and important parameters to enhance coagulations.

The results are summarized as follows:

- (1) After mixing bipolarly charged mists, their distribution shapes change from the original "one-peak" type to "multi-peak" type as time passes. The median diameters also become larger as the charging currents of the corona chargers increase. For example, when $\pm 35 \mu\text{A}$ were applied, the median diameter of mists almost doubled within two minutes - from $0.86 \mu\text{m}$ to $1.6 \mu\text{m}$.
- (2) The computer simulations show that electrostatic coagulations are caused mainly by coulomb forces exerted among charged particles. It is also revealed that the time needed for a certain number of coagulations to occur is inversely proportional to the square of the amount of initial charges of mists and directly proportional to the cube of initial distance between two adjacent particles.
- (3) According to the computer simulations, if mists are unequally charged, the number of

particles which collide more than twice becomes much larger. This suggests that unequal charging may produce larger particles than equal charging.

Keywords; Oil mist, Submicron, Electrostatic Coagulation, Bipolar charging, Air pollution

1. 緒言

圧延、切削等の生産工程においては、工作機器類の潤滑または冷却のために使用される油が飛散または気化・凝縮してオイルミストを形成するケースが多々みられる。このオイルミストは、爆発・火災の原因となったり、あるいは作業場内に拡散して労働環境を悪化させるのみならず、屋外に排出されて大気汚染の一因ともなっている。

現在、オイルミストを含む不要なダスト・ミストの除去方法として広く採用されているものの一つとして、電気集塵機や空気清浄機のようにミスト粒子を帯電させ、これに強力な外部電界による静電気力を作用させるという手法がある。この手法は、粒径が数 10 μm 程度のダスト・ミスト粒子に対しては非常に有効であるが、数 μm 程度以下のいわゆるミクロン粒子または 1 μm 以下のサブミクロン粒子（以下これらを総称して微粒子という）になると、帯電量を大きくすることが困難になるため、除去効率が大幅に低下することはよく知られている。特に、前述のような生産工程で発生するオイルミストはサブミクロンからミクロン領域へ及ぶ粒径分布を持った多分散型エアゾルであるので、静電気力を利用して完全に除去することは困難である。

微粒子への荷電機構には拡散荷電と電界荷電の 2 種類があり、前者は粒径に、後者は粒径の 2 乗にほぼ比例することから、微粒子への荷電量の減少は本質的なものであるため、十分な静電気力を作用させるためには、前処理として何らかの手法で粒径増大を実現する必要がある。

粒径増大のための基本的な手法は、微粒子の相互運動を活発にして、複数の粒子を衝突・付着（凝集）させることであり、これまでに具体的な方法として、超音波の音響エネルギー（疎密波）を利用して微粒子を振動させる方法¹⁾、微粒子を荷電させて交番不平電界中で振動させる方法²⁾、ダスト流を二手に分け、それぞれを別の極性で荷電し、再度合流させて、異極性粒子間に働く静電気力（クーロン力）を利用し

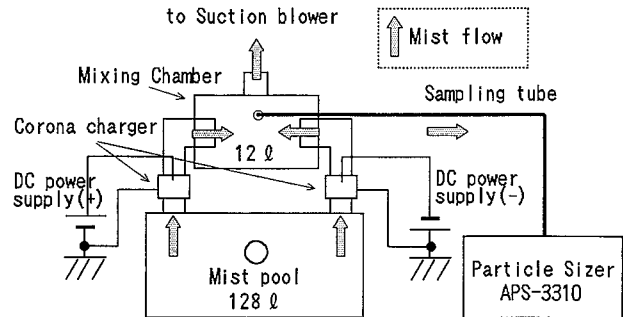


Fig. 1 Schematic of experimental set-up
静電凝集装置の概要

て衝突させる方法³⁾が提案されており、それぞれ凝集効果が報告されている。しかしながら、これらの手法は機器の構成が比較的複雑であり、かつ、対象が高密度のダスト粒子（固体）であるため、比較的低濃度の液体ミストへそのまま適用するには更に工夫が必要である。

筆者らもかつて、生産工程でよくみられる比較的低濃度の多分散ミストを効率よく凝集させ粒径を増大させることを目的として、機器構成が簡単で、かつ大きな電気エネルギーを必要としない両極性荷電粒子のクーロン力による凝集作用に着目し、両極荷電乱流混合式凝集装置を試作しミストの凝集実験を行った。しかし、その時は連続法であったため、粒径分布が単峰型から双峰型へと変化し、静電凝集による粒径増大効果が起こり得ることを明らかにすることはできたが、粒径増大は、メデリアン粒径でみてたかだか 5%程度に留まった。⁴⁾

そこで、今回は、より静電凝集効果を高めるためにバッチ的に両極荷電ミストを凝集させる方法を試み、また、静電凝集の機構を解明するためにコンピュータシミュレーションを行った。その結果、ブラウン運動による凝集作用がほとんどみられない程度の低い濃度条件においても、微粒子の帯電量及び初期濃度を制御することにより効果的に静電凝集を引き起こすことが可能であるという見通しを得たので、以下にその結果について報告する。

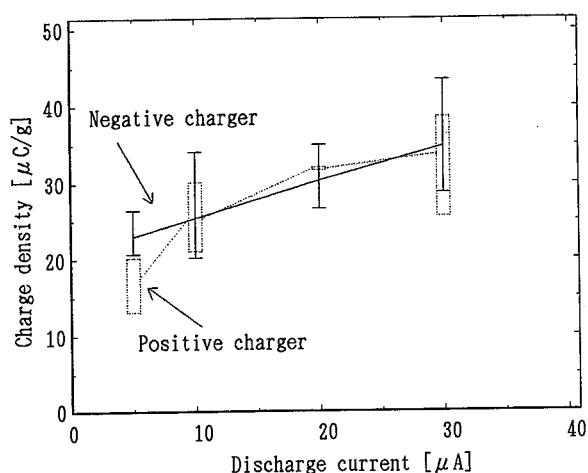


Fig. 2 Charging property of corona chargers
コロナ荷電器の荷電特性 (放電電流対電荷密度)

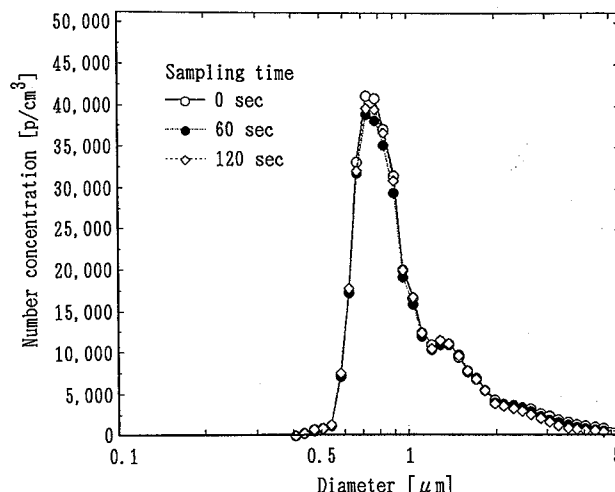


Fig. 3 Size distribution of uncharged mist
無荷電ミストの粒径分布

2. 両極荷電ミストの静電凝集に関する実験

2.1 実験装置および実験方法

両極荷電ミストの静電凝集実験装置の概要を Fig. 1 に示す。この実験装置はアクリル製であり、試料となるミストを蓄える容器 (ミストプール。容量 128ℓ)、ミストに電荷を与える正極性及び負極性の同軸円筒型コロナ荷電器 (直径 50 mm, 長さ 50 mm) 及び荷電されたミストを混合・凝集させる混合部 (容量 12ℓ) から成る。ミストの粒径分布測定には、粒径分析装置 (空気力学的粒径測定装置。TSI 社製 APS-3310) を用いた。ミスト原料としては Fog Kit と呼ばれる高級アルコールの一種 (分子式: $\text{HO}(\text{CH}_2\text{CH}_2\text{O})_n\text{CH}_2\text{CH}_2\text{OH}$), 比重 1.1, 比誘電率 40) を使用し, フォグマシン (発煙器) により霧化した。また, ミストプール→荷電器→混合部というミストの流れは, 混合部上部の孔から吸引ブロワーで吸引することによって引き起こした。今回の実験では, Fig. 2 に示すように, ミストへの荷電量は, 正・負極性ともにコロナ荷電器の放電電流の大きさと比較的良い相関関係にあることが判明したので, 凝集実験毎に正・負放電電流の大きさを同じ値にセットした。実験の手順は次の通りである。

- (1) 正・負極性各荷電器に直流電圧を印加し, 放電電流を所定の値にセットする。
- (2) フォグマシンにより発生させたミストをミス

トプールに充滿させる。

- (3) 吸引ブロワーによりミストの流れを作り, 正・負極性各荷電ミストを混合部へ導入する。適当な濃度となったら吸引ブロワーを停止し, 荷電ミストが混合部に留まるようにする。
- (4) 混合部の側面中央付近に開けた小孔から挿入したサンプリングチューブを用いて, 吸引ブロワー停止直後から約 20 秒間隔でミストの粒径分布を測定する。

2.2 実験結果及び考察

2.2.1 粒径分布の変化からみた静電凝集の効果

Fig. 3 は, 電荷をまったく与えていない場合のミストの粒径分布を示す。この粒径分布は, 0.8 μm 付近に高いピークをもち, そこから大径側にやや裾を広げた単峰型である。個数濃度は, 混合部へ導入直後 (凡例 "0sec" のもの。ただし, 実際は測定器の特性上約 5 ~ 10 秒後に約 5 秒間サンプリングしたミストの平均濃度及び粒径分布である。以下各凡例についても同様。) で約 3.6×10^5 個/cm³ であり, 約 2 分経過後もこの濃度にはほとんど変化はなく, また, 粒径分布にもほとんど変化はみられない。このことは, 本実験の範囲内では, ブラウン運動に起因する凝集現象は無視できるほどの頻度であり, 重力による微粒子の沈降もほとんど生じていないことを意味している。言い換えれば, 熱運動及び重力以外の力が微粒子に作用しない限り, ミストは長時間安定して空

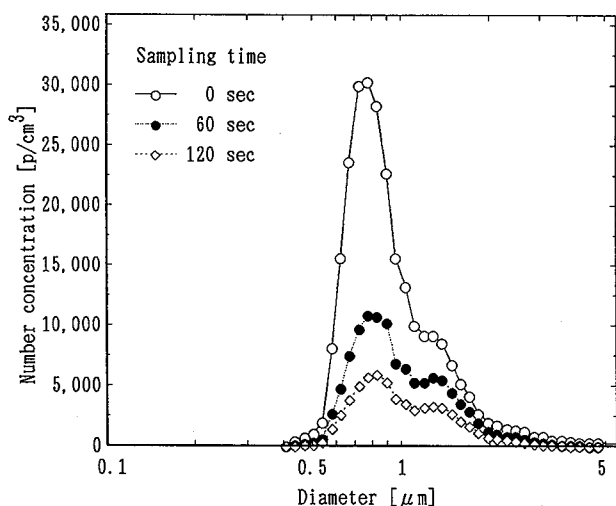


Fig. 4 Size distribution of bipolarly charged mist (charging current: 10 μA)
両極荷電ミストの粒径分布 (荷電電流: 10 μA)

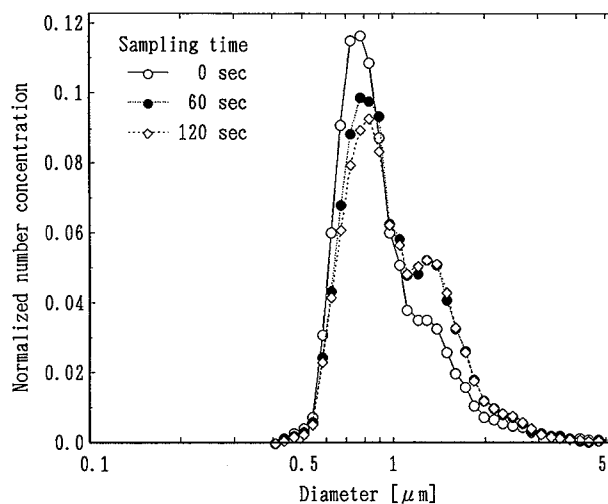


Fig. 5 Normalized size distribution of bipolarly charged mist (charging current: 10 μA)
両極荷電ミストの規準化粒径分布 (荷電電流: 10 μA)

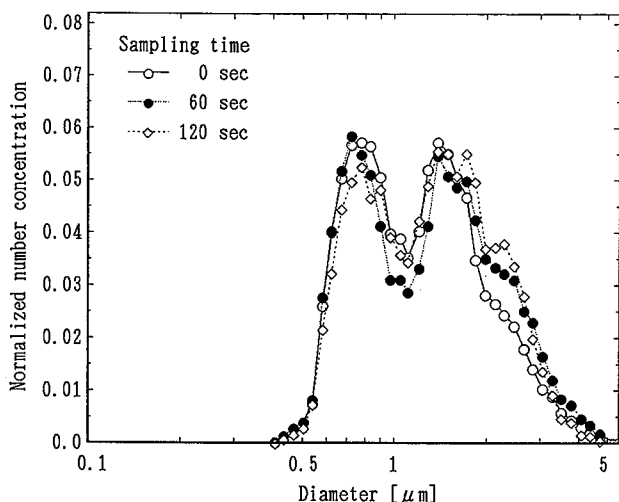


Fig. 6 Normalized size distribution of bipolarly charged mist (charging current: 20 μA)
両極荷電ミストの規準化粒径分布 (荷電電流: 20 μA)

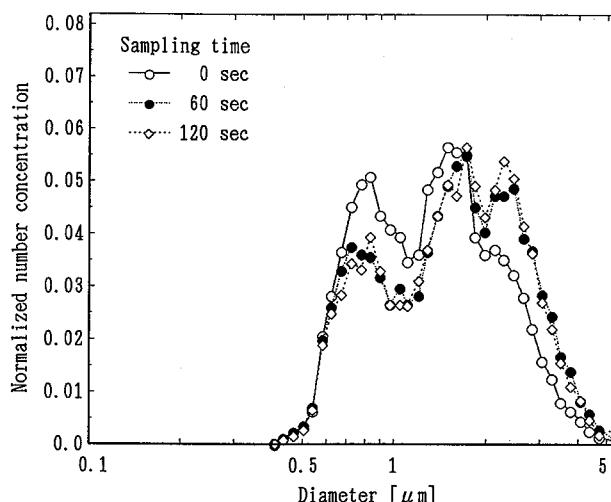


Fig. 7 Normalized size distribution of bipolarly charged mist (charging current: 35 μA)
両極荷電ミストの規準化粒径分布 (荷電電流: 35 μA)

間に存在する。

Fig. 4 及び Fig. 5 は、両コロナ荷電器の放電電流をそれぞれ+10 μA (放電電圧+ 7.5 kV), -10 μA (同-6.3 kV, 以下省略) に設定したときの混合ミストの粒径分布変化を示している。前者は絶対値で表わした粒径分布、後者は総個数濃度で規準化した粒径分布である。Fig. 4 によれば総個数濃度が時間と

ともに大きく減少することが分かる。これは、静電凝集によって複数の微粒子が1個の肥大した微粒子になること、及び正負いずれかの電荷が過剰であるために過剰な極性の荷電微粒子が静電分散によって測定空間から離散してしまうこと、の相乗効果と考えられる。絶対値による粒径分布の表現では静電凝集による粒径増大に着目した粒径分布の変化の様態を

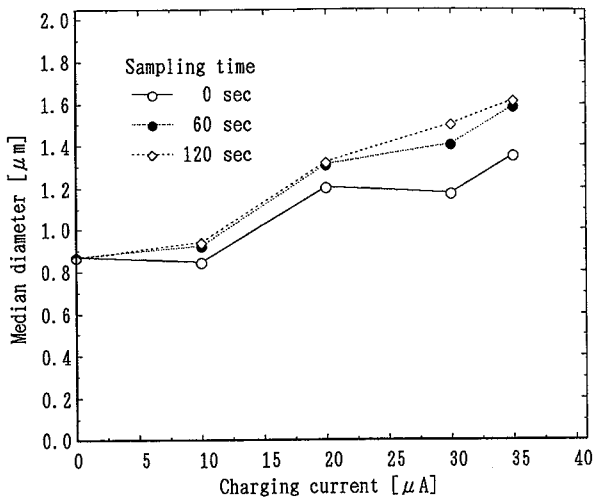


Fig. 8 Variation of median diameter with charging current
放電電流とメディアン粒径の関係

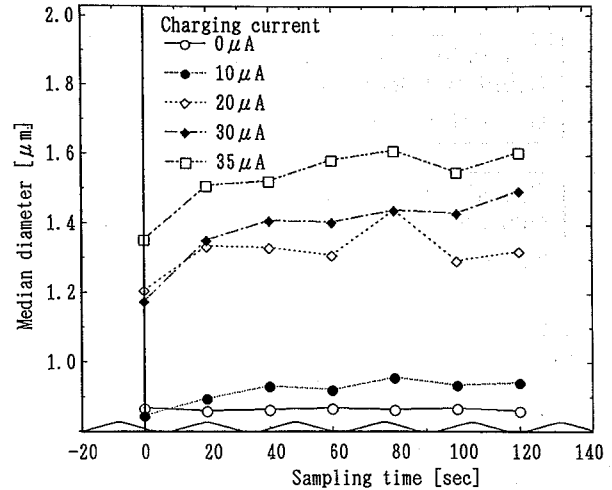


Fig. 9 Variation of median diameter with sampling time
メディアン粒径の時間変化

把握することが困難であるので、以後、規準化した粒径分布を用いることとする。Fig. 5 によれば、混合直後には、無荷電の場合と同様の粒径分布であるが、時間がたつにつれ、1.4 μm 付近に別のピークが明瞭になってきている。これは、クーロン力による静電凝集が徐々に進行しつつあることを示していると考えられるが、帯電量が小さいために凝集頻度は低いレベルに留まっている。

Fig. 6 及び Fig. 7 は、放電電流を ± 20 μA (+8.5 kV, -7.2 kV) 及び ± 35 μA (+9.7 kV, -8.2 kV) とした場合の粒径分布である。Fig. 5 と比べると、粒径分布はより明瞭に多峰型へ変化している。粒径分布の時間的な変化に注目すると ± 20 μA, ± 35 μA 双方とも、最初に双峰であったものが、時間の経過とともに大径側 (2.3 μm 付近) にさらにもう一つの峰が現れ、かつ、小径の峰の高さは徐々に低くなっていく。この変化は ± 35 μA の方がより顕著である。以上の現象は、ミストへの荷電量が大きくなるほど静電凝集がより活発になり、その結果粒径の増大効果も高まることを意味するものである。

2.2.2 粒径増大に影響する因子

ミストの帯電量と静電凝集による粒径増大の関係をより簡単に把握するために、Fig. 8 に示すように、放電電流とミストのメディアン粒径 (粒径の代表値) の関係をプロットした。同図によれば、放電電流の増加に伴ってメディアン粒径が大きくなり、かつ、時

間的な粒径変化の幅も広がる事が分かる。

時間的な変化に着目してプロットしたのが Fig. 9 である。この図では、前述のように、実際のサンプリング時間が図に示す時間よりも 5 ~ 10 秒遅れているため、0 秒におけるメディアン粒径は放電電流値によって変化している。各電流値についての粒径変化をみると、放電電流が大きいほど粒径増大の速度が大きく、いずれも 40 ~ 50 秒を経過すると増大の速度は緩慢になる。これらの現象は、初期の帯電量が大きいほど静電凝集は急速に起こるが、同時に正・負電荷の中和によって総帯電量が減少する割合も大きくなるので、やがて静電凝集の頻度が初期帯電量のより少ない場合と同程度にまで低下することを意味しているものと考えられる。言い換えれば、粒径増大を早期に成し遂げるためには、できるだけミストへの初期荷電量を多くする必要があること、及び中和によって失われた電荷を再荷電等で補充することにより凝集の発生をある程度維持できることを示唆するものである。

3. 静電凝集に関するコンピュータシミュレーション

3.1 コンピュータシミュレーションの方法

外部電界の存在しない空間中においては、強く荷電された帯電微粒子は、主として熱運動 (ブラウン

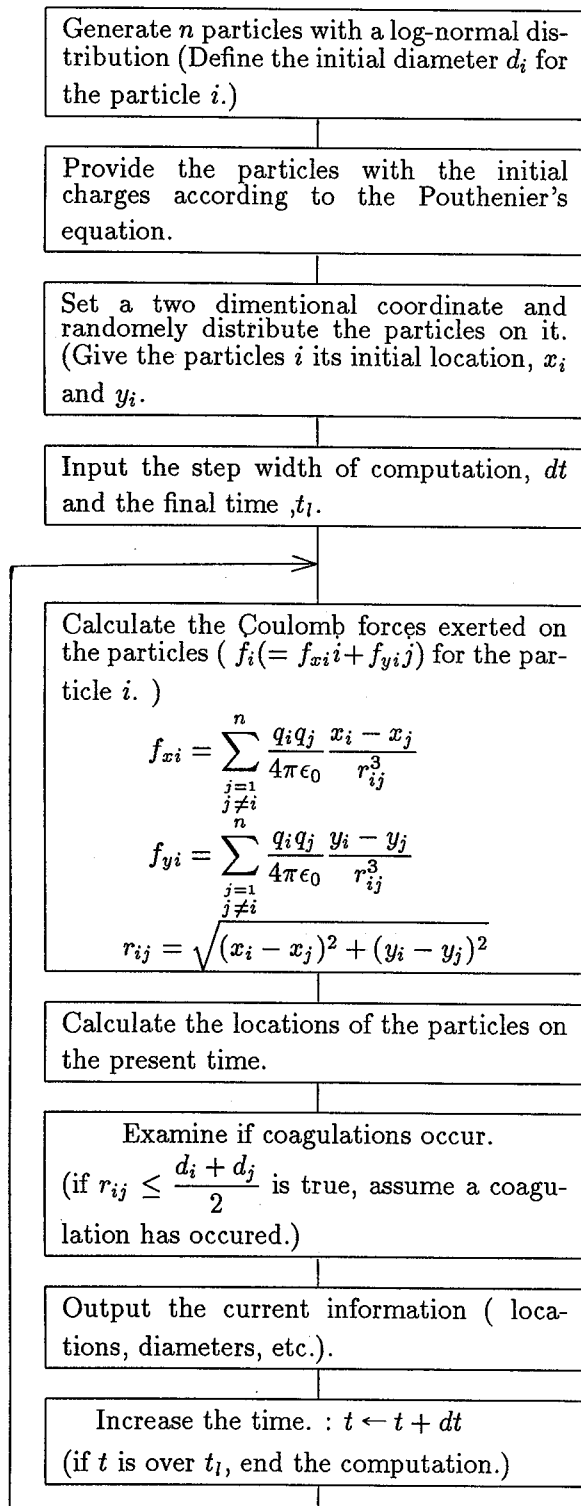


Fig. 10 Flowchart of computer simulation
静電凝集シミュレーションのフローチャート

運動) 及びクーロン力による粒子間の相対的な運動によって衝突・凝集するものと考えられている⁵⁾。これら微粒子に作用する力のうち、ブラウン運動による凝集は微粒子の帯電量に関係なく生じ、ミストの濃度が 10^6 個/cm³ 程度を超えるような高濃度の場合には頻繁であるが、それ以下の濃度では、理論的にも経験的にも無視し得る程度の頻度となることが分かっている⁶⁾。従って、本稿では帯電微粒子がもつばらクーロン力により運動し、衝突・凝集を生じるものとしてモンテカルロ法を応用したシミュレーションによる数値解析を行った。

Fig. 10 にコンピュータシミュレーションのフローチャートを示す。まず、平均粒径 $1 \mu\text{m}$ 、幾何標準偏差 1.2 の対数正規分布*¹ となるように微粒子 60 個を発生させる。次に各粒子にその粒径に応じた電荷を付与する。今回は簡単のため、粒子の帯電量は、(1) 式に示す Pauthenier の飽和帯電量⁸⁾ を有するものとし、60 個の粒子すべてに正の電荷を付与した*²。同様に、同じ粒径分布をもつ 60 個の微粒子を別に発生させ、負の電荷を付与した。これにより、同じ粒径分布・帯電量をもった正極性荷電ミストと負極性荷電ミストが存在することとなる (ただし、帯電量については、正と負で絶対値が異なる場合も試行した)。

$$q_{\text{max}} = 4\pi\epsilon_0 a^2 E_c \frac{3\epsilon_s}{\epsilon_s + 2} \quad (1)$$

ここで、 q_{max} [C] は飽和帯電量、 a [m] は微粒子の半径、 E_c [V/m] は荷電電界、 ϵ_0 [F/m] は真空の誘電率、及び ϵ_s は微粒子の比誘電率である。なお、今回は実験に使用したミストに合わせて $\epsilon_s = 40$ とした。

各粒子は、(2) 式に示す運動方程式に従って運動するものとする。なお、この運動方程式においては、重力の影響は、凝集にはほとんど寄与していないものとして無視している。また、粒径が小さくなるほど顕著となる粒子表面での“すべり”の影響についても、今回は考慮しないこととした。今回の粒径範囲 ($0.5 \mu\text{m} \sim 1.5 \mu\text{m}$) ではすべり補正係数は、約 1.3 ~ 1.1 であるので、試行結果に大きな影響を与えることはないと考えられる。

*¹ 単一発生源から発生する粒子状物質の粒径分布は、ほぼ対数正規分布になることが分かっている⁷⁾ので、本稿でもこれを多分散ミストの典型的な分布形状とみなし採用した。

*² (1) 式によれば荷電量は荷電電界 E_c に比例するので、 $E_c = 2.5 \text{ kV/cm}$ とすれば $34 \mu\text{C/g}$ となり、前章の実験値に近い値となる。

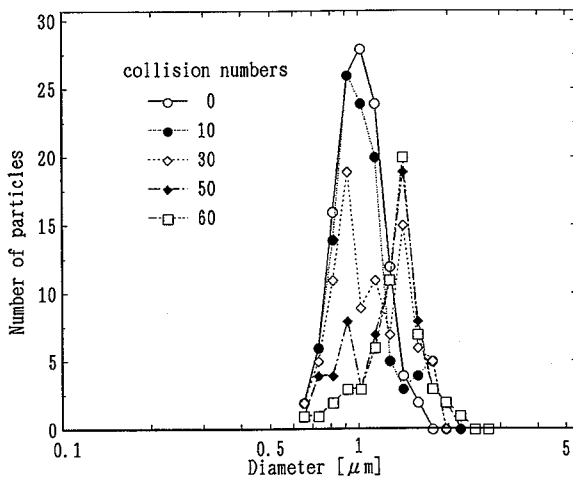


Fig. 11 Change of size distribution of equally charged particles (computer simulation)
平衡荷電粒子の粒径分布変化 (シミュレーション)

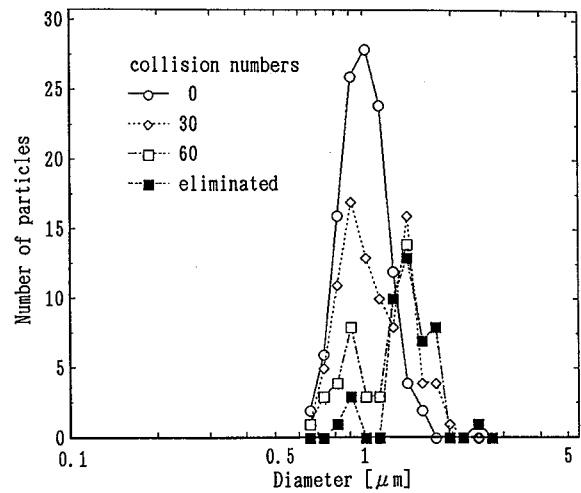


Fig. 12 Change of size distribution of unequally charged particles (computer simulation)
不平衡荷電粒子の粒径分布変化 (シミュレーション)

$$m \frac{d^2 \dot{r}}{dt^2} = \dot{F} - 6\pi\eta a \frac{d\dot{r}}{dt} \quad (2)$$

ここで、 m [kg] は微粒子の質量、 \dot{r} [m] は微粒子の位置ベクトル、 \dot{F} [N] は微粒子に作用する静電気力 (クーロン力)、 η [Pa·s] は空気の粘性係数、 t [s] は時間である。なお、 m は、実験に使用したミストに合わせて比重を 1.1 として計算した。

試行開始時には、各粒子は、二次元空間の正方形領域をさらに縦横 10×10 の微小正方形に分けたときの、各微小正方形の頂点にランダムな順序で配置されるものとする。(この場合、頂点の数は全部で 11×11 = 121 であるので、うちひとつの頂点には粒子は配置されていない。) 従って、試行開始時には隣接する粒子間の距離はすべてが等しい。

(2) 式の運動方程式は、オイラー法^{*3} を用いて倍精度で数値計算する。計算の各ステップ毎にすべての粒子間の距離を計算し、もし、任意の 2 つの粒子間の距離がそれらの半径の和以下となったら凝集したとみなす。この時、これらの電荷量、質量の和を一方の粒子に新しい値として与え、他方の粒子は、質量、電荷ともに零 (粒子の消滅) とする。すなわち、凝集によって 2 個の粒子は、より大きな一個の粒子になったことになる。

*3 一般的なルンゲクッタ法に比べて計算誤差の含まれる可能性は若干高くなるが、計算量を少なくすることができるのでこれを採用した。

なお、各微粒子間の初期間隔は、静電気力を大きくして凝集を速め、数値計算に要する時間を短縮するため、20 ~ 60 μm の値とした。

3.2 コンピュータシミュレーションの結果および考察

3.2.1 粒径分布の時間変化

Fig. 11 に正・負両極性の電荷分布が等しい (以下「平衡」という) 場合の粒径分布の変化の様子を示す。同図では、凝集の起こった回数をパラメータとして描いている。凝集回数が増加するにつれ、粒径分布が初期の単峰型 (対数正規分布) から、徐々に多峰型へ変化を始め、たとえば 30 回のときは、0.92 μm 、1.27 μm 及び 1.42 μm の 3 つの峰をもち、さらに、凝集回数が増加すると 1.42 μm へ最高点が移動していく。そして、ほぼ全部の粒子が凝集を起こした時 (凝集回数 60 回) には、1.42 μm をピークにもつ単峰型の分布に変化する。この時のメディアン粒径 d_m は 1.36 μm となり、凝集が起こる前の 1.0 μm と比べてかなり大きくなっている。

Fig. 12 は、正・負極性の電荷分布が異なる場合 (以下「不平衡」という) の粒径分布の変化を示すものである。この場合、同径の粒子の帯電量は、負極性が正極性の 2.5 倍となっている。平衡の場合と同じ凝集回数について比較してみると、不平衡の方が粒径の分布の変化 (特にピークの変化) は若干緩やかで

Table 1 Coagulation times and median diameters under different charging conditions (computer simulation)
荷電状態とメディアン粒径 (シミュレーション)

Coagulation numbers	Charging condition	
	Balanced [μm]	Imbalanced ¹ [μm]
0	1.00	1.00
10	0.995	0.995
20	1.01	1.01
30	1.06	1.06
40	1.21	1.18
50	1.30	1.26
60	1.36	1.33
Eliminated ²	—	1.43

1: Negative charges are 2.5 times larger than corresponding positive ones.
2: Particles not collided are neglected in calculation.

あるが、一方、最大粒径は凝集回数 60 回の時、平衡の場合が $2.2 \mu\text{m}$ であるのに対し、不平衡では $2.45 \mu\text{m}$ となっている。また、凝集回数毎の d_m (Table 1) をみると、不平衡の方が若干小さい。これは、不平衡の場合のほうが、1 個の微粒子が 2 回以上凝集にかかわる機会が多く、同時に、1 回も凝集しないものも多いことをことに起因するものである (たとえば、凝集回数 60 回の場合、2 回以上凝集した微粒子の数は、平衡では 9 個、不平衡では 25 個であった)。しかしながら、過剰電荷となった極性の微粒子のうち、凝集によって電荷を低減したもの以外は静電分散によって観測領域から除外されるものと仮定すれば、Fig. 12 に凡例 “eliminated” で示される分布のように大径粒子の場合が増加 ($d_m = 1.43 \mu\text{m}$) することになる。不平衡の場合のこの特徴は、現実の静電凝集の場合、粒径の増大効果が予期される値よりも大きく観測されることがあることを示唆するものである。いずれにせよ、平衡及び不平衡の場合の粒径変化は、前章の実験で得られた変化パターンとよく符号する。

3.2.2 粒径増大の速度

Fig. 13 は、平衡荷電の場合について、荷電電界 E_c を 2.5 kV/cm 、 5 kV/cm および 10 kV/cm に変化した時のそれぞれの粒径増大のパターンを示すもの

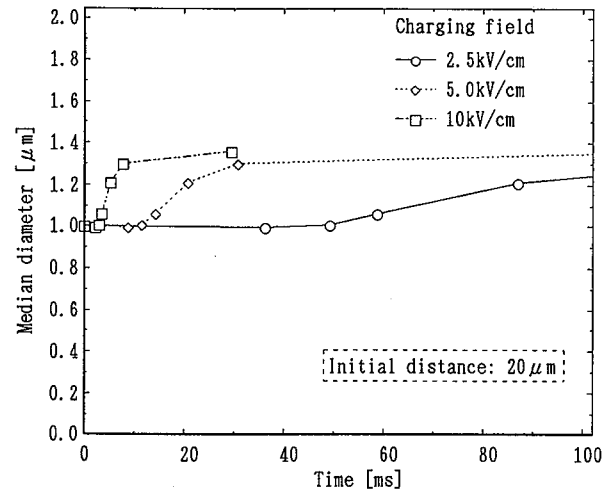


Fig. 13 Change of median diameter of equally charged particles (computer simulation)
平衡荷電粒子のメディアン粒径変化 (シミュレーション)

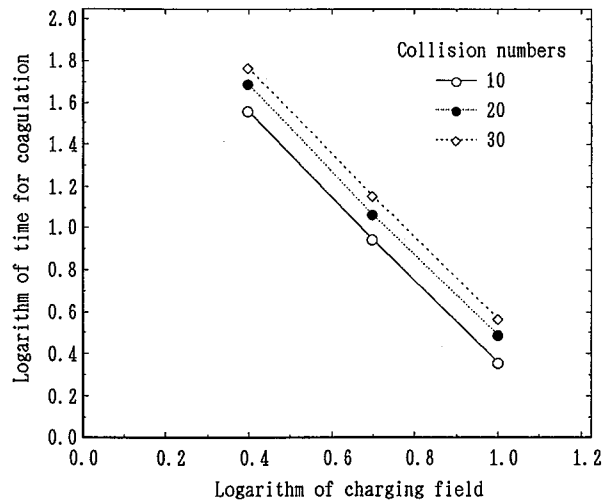


Fig. 14 Charging field v.s. time for coagulation (computer simulation)
荷電電界と凝集時間の関係 (シミュレーション)

である。この図から、荷電電界すなわち荷電量が大きいほど静電凝集による粒径変化が急であり、かつ早く飽和値に達することが分かる。このパターンも実験の結果 (Fig. 9) とよく似ている。

3.2.3 粒径増大に影響を与える因子

Fig. 14 は、初期粒子間距離を $20 \mu\text{m}$ 一定とし、荷電電界をさまざまに変化して、ある一定の凝集回数が達成されるまでの時間を示すものである。これ

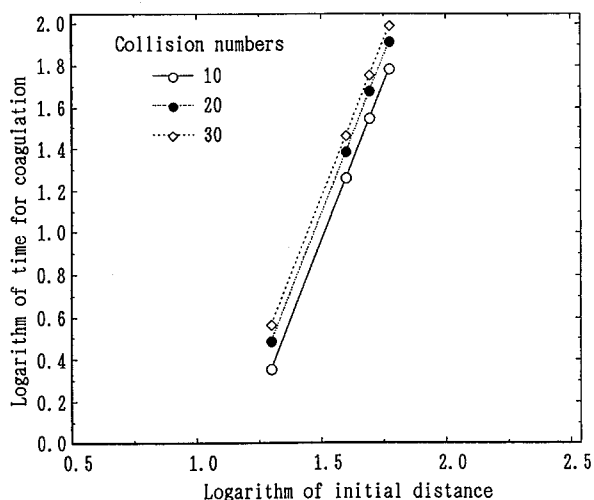


Fig. 15 Initial distance of particles v.s. time for coagulation (computer simulation)
初期粒子間距離と凝集時間の関係 (シミュレーション)

によれば、凝集に要する時間は、荷電電界、すなわち帯電量のほぼ 2 乗に反比例して短くなる。これは、(2) 式の運動方程式の左辺 (慣性項) が右辺 (外力 \dot{F} 及び粘性項) に比較して無視できるほど小さい*4 ので、(3) 式のように微粒子の運動速度がクーロン力に正比例するためと考えられる。

$$\frac{dr}{dt} = \dot{v} = \frac{\dot{F}}{6\pi\eta a} \quad (3)$$

但し、 \dot{v} [m/s] は、微粒子の運動速度である。

(3) 式によれば、たとえば、全体の帯電量を 2 倍にすると、ある帯電微粒子に作用する電界も 2 倍になり、かつ、その帯電微粒子の電荷量も 2 倍になっているので、同粒子に作用する力は 4 倍になり、結局移動速度も 4 倍になる。目的の微粒子までの距離は一定であるので、所要時間は 1/4 となる。

Fig. 15 は、荷電電界を 10 kV/cm 一定とし、初期粒子間距離をさまざまに変化して、ある一定の凝集回数が達成されるまでの時間を示すものである。この場合には、凝集に要する時間は初期距離のほぼ 3 乗に比例して長くなる。この理由も上記と同様に説明できる。すなわち、初期距離が 2 倍になれば、あ

*4 微粒子の粒径を 1 μm とすると、 $m = 5.8 \times 10^{-16}$ kg。一方、 $6\pi\eta a = 1.7 \times 10^{-10}$ Pa \cdot s \cdot m となる。

*5 既述のように、測定器の性能上、両極荷電ミスト混合直後の粒径分布を得ることはできない。

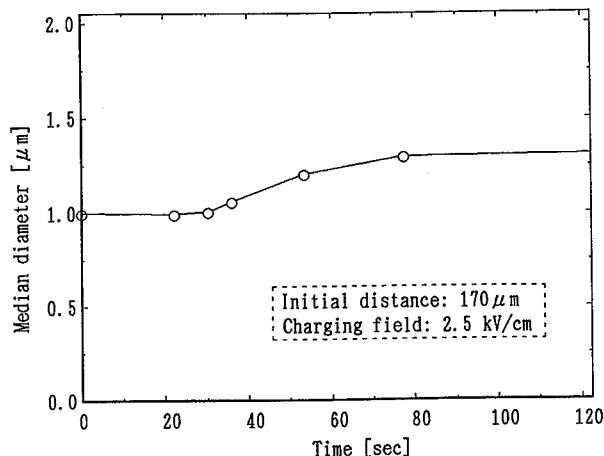


Fig. 16 Simulated growth of median diameter of particles under similar conditions at the experiments
実験と同様条件下での粒径変化 (シミュレーション)

る帯電粒子に作用する電界の強さは 1/4 となり、移動速度も 1/4 となる。一方、距離が 2 倍であるので、結局目的の帯電粒子に達するまでの 8 倍の時間を要することになるのである。

3.2.4 実験との比較

前章の実験で用いたミストの粒径分布は本シミュレーションのもの (対数正規分布) とは若干異なるので厳密な比較は困難であるが、前項での議論が成り立つと仮定して、実験とほぼ同様の初期濃度 ($2 \times 10^5/\text{cm}^3$ 。初期粒子間距離 170 μm に相当) と電荷密度 (34 $\mu\text{C}/\text{g}$ 。荷電電界 2.5 kV/cm に相当) を使ってメディアン粒径変化をプロットしたものが Fig. 16 である。この図によれば粒径の変化はほぼ試行開始後 70 ~ 80 sec に頭打ちとなっている。これを実験で得られた Fig. 9 (放電電流 30 μA) と比較すると、粒径増大がほとんどみられなくなるまで時間はほぼ一致している*5。従って、本シミュレーションで仮定した力学的な条件は、現実の静電凝集を近似的に記述するには充分であると結論できよう。

4. 結 言

サブミクロンからミクロン領域の微粒子の凝集による粒径増大を目的として正・負極性に荷電した多分散ミストの混合による静電凝集に関して実験及びコンピュータシミュレーションを行った結果、以下のことが明らかとなった。

- (1) 初期の単峰型の粒径分布は、静電凝集の進行とともに徐々に多峰型に変化していき、最終的にはより大径の粒子からなる単峰型へと変化していく。この変化の速度は、微粒子への荷電量が大きいほど、また、初期粒子間距離が小さい（濃度が高い）ほど大きくなる。
- (2) 正・負いずれかの極性の帯電量が他方に対して過剰となっている時は、2回以上の凝集が起きる確率が高くなり粒径増大効果が高まることがある。ただし、静電分散と静電凝集の同時進行により、静電凝集によるメディアン粒径増大の効果が誇張されて観測されることがある。
- (3) 帯電粒子間のクーロン力のみを作用力とした静電凝集のシミュレーションは、実験で得られた変化のパターンをよく再現することができ、一定の凝集回数に達するまでの時間は、帯電量の2乗に反比例、また、初期粒子間距離の3乗に比例して短くなることが明らかとなった。

謝 辞

石川島播磨重工業株式会社技術研究所応用科学研究部研究員荻原正明氏には、流動研究員として本研究全般にわたり数多く討論に参加いただき、また数々の貴重な助言をいただきましたので、ここに謝意を表します。また、本研究の一部は、環境庁特別研究『静電気による粒子状物質の環境への飛散防止に関する研究』（昭和63年度～平成2年度）の下で実施されたものである。

(平成4年4月20日受理)

参 考 文 献

- 1) 中根偕夫・平田尚史・瀬谷浩一郎, 集塵電極間に超音波を照射した場合の集塵の様子, 静電気学会講演論文集, (1990), pp. 249-250.
- 2) 渡辺恒雄・須田知孝, サブミクロン粒子の高効率集塵方式の開発—静電凝集装置内蔵型電気集塵方式の凝集作用と集塵効率, 電力中央研究所研究報告, (1989-11), pp. 1-34.
- 3) 金沢誠司・矢羽田庸喜・赤峰修一・大久保利一・野本幸治・足立宜良, 二類荷電ダストの静電凝集効果, 静電気学会講演論文集, (1991), pp. 197-198.
- 4) 山隈繁蔵・児玉勉・田島泰幸・荻原正明, 両極荷電ミストの凝集に関する一考察, 静電気学会講演論文集, (1991), pp. 205-206.
- 5) M. Adachi K. Okuyama and Y. Kousaka, Electrostatic Coagulation of Bipolarly Charged Aerosol Particles, J. Chem. Eng., 14-16 (1981), pp. 467-473.
- 6) ウィリアム C. ハイNZ・早川一也監訳, エアロゾルテクノロジー, (1985), 231, 井上書院.
- 7) 同上, 231.
- 8) M.M. Pauthenier and M.M. Morouau Hanot, La charge des particules spheriques dans champ ionise, Journal de Phyque, 35-12 (1932), pp. 590-613.