粒子振動の流体力学的効果を援用した サブミクロン粒子の静電捕捉

中 島 耀 二*, 小 室 弥 栄*, 佐 藤 孝**

Electrostatic Scavenging of Submicron Particles Aided by the Hydrodynamic Effect of Particle Vibration

by

Yoji NAKAJIMA[†], Yasaka KOMURO[†] and Takashi SATO^{††}

A highly charged particle of a few micrometers in radius is strongly vibrated to induce a secondary flow around the particle. The flow brings submicron particles to the space around the charged particle where the electrostatic gradient force becomes strong enough to adsorb the submicron particles on the charged particle. The experimental result shows that the electrostatic scavenging rate is greatly enhanced by the hydrodynamic effect.

Key Words : Particle Coagulation, Electrostatic Scavenging, Electrostatic Gradient Force, Acoustic Streaming

1. 緒 言

多量の石炭を燃焼する火力発電用のボイラからは、電気集塵機でも捕集しきれないサブミクロン粒子が大気中に相当量放散されている。この種の粒子は有害物質を濃縮して含有しており、しかも人体の肺の深部に侵入し、そこに沈着する。このため、サブミクロン粒子の大気への散逸をできるだけ少なくする必要があり、法的規制も強化される傾向があると聞く^{1,2)}。

サブミクロン域の粒子は、拡散捕捉機構にとっては大き過ぎ、慣性捕捉機構にとっては小さ過ぎるので、どちらの捕捉機構も有効に作用しない。したがって、通常の集塵機ではサブミクロン粒子の捕集はかなり難

しく、特に高温の環境下では大変に困難な問題である。そこで音波を利用して微粒子を数 μm 以上の捕集しやすい大きさの粒子に凝集し、集塵しようとする試みが古くからなされてきた。

音波凝集法の最近の研究³⁾によれば、音波凝集の主機構が振動流体中で2粒子間に働く流体力学的な相互作用(オセーン力)であると結論している。ところがShawらの音波集塵の実験結果⁴⁾を参照すると、オセーン力に基づく凝集機構はサブミクロン粒子にはあまり効果がないように見受けられる。これに対し、青山らによる20kHzの音波を用いた実験では⁵⁾、サブミクロン粒子にも音波の凝集作用が認められたことが報告されており、音波凝集法のサブミクロン粒子に対する有効性については今後一層の研究が待たれている。

ところでFriedlanderら⁶⁾は、石炭中の不燃性溶融物で生じる比較的粗い粒子(フライアッシュ)が、燃焼によって発生する超微粒子を拡散捕捉機構によって捕集するため、条件によってはサブミクロン粒子の発生が抑止されることを予測している。この説にしたがって微粒子の発生を抑えるためには、超微粒子生成の原因になる石炭中の成分の除去や燃焼温度の低下など¹⁾、

1993年 12月 9日 受付

静電気学会全国大会(1993年9月、諏訪)にて一部発表

* 北海道大学工学部合成化学工学科

(〒060 札幌市北区北13西8) TEL. 011-706-6591 (DI)

** 北海道工業大学電気工学科

(〒006 札幌市手稲区前田7-15-4) TEL. 011-681-2161

† Dept. of Chem. Process Eng., Faculty of Eng., Hokkaido Univ., (N13W8, Kita-ku, Sapporo 060)

†† Dept. of Electrical Eng., Hokkaido Institute of Technology (7-15-4, Maeda, Teine-ku, Sapporo 006)

非現実的な対策をとらなければならないように思われる。しかしこの説はサブミクロン粒子にも有効に作用する捕捉機構をうまく利用すれば、大粒子によるサブミクロン粒子の捕捉(scavenging)を促進し、サブミクロン粒子の放散を効果的に防止できる可能性を示唆している点で興味深い。

最近試みられている静電的凝集法⁷⁾は、サブミクロン粒子にも有効に作用する捕捉機構である。筆者らは音波凝集法に類似した機構に基づく振動凝集法と電気的な凝集法を相補的に併用する方式を試みたところ、サブミクロン粒子を数 μm の捕集核粒子で捕捉する際に著しい促進効果が観測されたので報告する。

2. 静電的捕捉機構

静電的凝集法の最も直接的な方式は、2種類荷電凝集法⁸⁾と名付けられたものである。これは含塵気流を2分して、それぞれの流れに含まれる粉塵に互いに極性の異なる電荷を与えてから静電界によって粉塵流を交差させ、凝集を促進するものである。また、微粒子分散系に外部電界を作用させ、微粒子の分極による数珠玉形成力を利用した凝集法も提案されている⁹⁾。さらに、強く荷電した水滴で周囲の微粒子を分極させ、帯電水滴の周りにできる不均等電界で分極粒子を水滴に引き寄せて微粒子を捕捉する試みもある¹⁰⁾。

空气中に浮遊した微粒子に作用する主な電気力は、クーロン力とグラディエント力である。捕集核粒子の電量を $q_c(\text{C})$ 、微粒子の電量を $q_p(\text{C})$ とすると、捕集核の中心から $s(\text{m})$ だけ離れた位置に中心がある微粒子に働くクーロン力 $f_c(\text{N})$ は

$$f_c = \frac{q_c q_p}{4\pi \epsilon_0 s^2} \quad (1)$$

である。ただしここでは空気誘電率を真空誘電率 $\epsilon_0 (\approx 1 / (36\pi \times 10^9) \text{F} \cdot \text{m}^{-1})$ で代用した。

また捕集核の近くに浮遊した微粒子は捕集核の電荷によって分極し、微粒子の内部に電気双極子ができる。双極子の電荷のうち捕集核の電荷と逆符号の電荷は、同符号の電荷よりも捕集核に近い位置に現れるので、微粒子の電気双極子が捕集核の電荷から受ける引力と反発力は相殺せず、全体として引力が残る。一般に、点電荷によって作られるような不均等電界の中で、分極粒子が受ける力をグラディエント力と呼ぶ¹¹⁾。微粒子が絶縁体(誘電体)であれば、粒子の分極状態は単純な双極子では表せず多重極になる¹²⁾。この多重極は捕集核の表面電荷分布を変化させるなどの影響を及ぼ

すが、その様な2次的な影響を無視すればAppendixに示したようにして微粒子に作用する力を計算できる。

$$f_g = \frac{-q_c^2}{8\pi \epsilon_0} \left(\frac{D_p}{s^3} \right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n+1)(K-1)}{n(K+1)+1} \left(\frac{D_p^2}{4s^2} \right)^n \\ \approx - \frac{(K-1)D_p^3 q_c^2}{16\pi \epsilon_0 (K+2)s^5}, \quad D_p \ll 2s \quad (2)$$

ここで $s(\text{m})$ は捕集核の中心から微粒子の中心までの距離、 $D_p(\text{m})$ および $K(-)$ は微粒子の直径と比誘電率である。なお負の力を引力とする。微粒子に作用する静電気力はこの他にもあるが¹³⁾、それらは非常に弱い力なのでここでは省略する。

このような静電気外力 f_e を捕集核から受けると微粒子は運動する。その速度はストークス抗力を使って

$$v_p = \frac{C}{3\pi \mu D_p} f_e \quad (3)$$

となる。ここで $C(-)$ はカニングハムのすべり補正係数¹⁴⁾、 $\mu(\text{Pa} \cdot \text{s})$ は空気粘度である。微粒子の運動が電気力で支配されるためには、この速度 v_p が集塵空間の気流の乱れよりも十分に大きい必要がある。

ここで、静電凝集法での微粒子接近速度について代表的な計算例を示す。いま直径 $0.5\mu\text{m}$ の微粒子にコロナ荷電したとすると、通常条件では $30e (\approx 4.8 \times 10^{-18} \text{C})$ 程度の電荷を与えることができる⁸⁾。この強度で正負に荷電された2粒子がたまたま $5\mu\text{m}$ の至近距離に接近した場合でさえ、クーロン力による微粒子の接近速度はわずか 0.13mm/s に過ぎない($C=1.33$ とした)。仮に一方の粒子を後述の実験のように、数 μm の捕集核として $4.8 \times 10^{-14} \text{C}$ 程度の強力な電荷を持たせることができたとすれば、微粒子の接近速度は1万倍になるが、それでも $100\mu\text{m}$ も離れると微粒子の接近速度は 3.2mm/s に落ちてしまう。一般に、静電凝集力は近距離作用力であって、粒子の個数濃度が高く、粒子間距離が小さいときにのみ有効であると言える。**Fig. 1**は $4.8 \times 10^{-14} \text{C}$ の正電荷を持つ捕集核によって直径 $0.5\mu\text{m}$ 、比誘電率 5.1 の微粒子が受ける静電気力(クーロン力とグラディエント力の和)を微粒子のいろいろな電荷 q_p に対して計算し、微粒子の速度 v_p を求めた結果である。この図から、静電凝集力は近距離作用力ではあるが、微粒子が $5\mu\text{m}$ 程度まで近づくと、たとえその微粒子が捕集核と同符号の電荷を持っていたとしても、グラディエント力によって強力に捕捉されることがわかる。

Fig. 1 Velocity of a 0.5μm particle with various charge under the influence of core particle charge ($4.8 \times 10^{-14} \text{C}$)

3. 粒子振動の効果

この実験で試みる方式では、半径数 μm の比較的大きな帯電粒子を捕集核とし、それを交流電界で振動させ、捕集核粒子の付近に飛来する微粒子を静電気力で捕集する。このときの振動の効果は、音波凝集の場合に類似したものであると想像している。最近の音波凝集のモデルによれば^{3,15,16}、粒子振動には後述する凝集空間 (agglomeration volume) の増加と、凝集空間内に微粒子を供給する2つの作用がある。

まず凝集空間について説明する。音波あるいは交流電界の作用によって空間に浮遊した粒子が振動する。粒子の凝集では捕集核と微粒子の相対運動を考えればよいので、微粒子の浮遊した空間の中を捕集核が振動しているとみることもできる。このとき、捕集核に接触した微粒子は必ず捕捉されると仮定して、捕集核が1周期の振動で微粒子を取り除くことのできる領域を凝集空間と呼ぶ。音波凝集の理論における粗い近似では、微粒子の運動が捕集核の周りを流れる流体の運動の影響を受けないと仮定する。この場合の凝集空間は、Fig. 2の破線で示したように、直径が2粒子の直径の和で長さが2粒子の相対振幅の2倍の円柱の両端に、円

Fig. 2 Agglomeration volume of 6μm core particle vibrating with an amplitude of 30μm

柱と同じ直径の半球を接続した領域になる。音波凝集では、振幅が大きくなると凝集空間が振動軸方向に伸びるため、捕集速度が向上することを期待している。

しかしサブミクロン粒子は捕集核のまわりの気流とほとんど一緒に運動してしまうので、上記の捕集空間に関する近似は不適当である。そこでここでは反対に、微粒子が捕集核の周りの気流と完全に一緒に運動するときの凝集空間を考える。いま簡単のため、捕集核の中心から一定の吸着距離 r_a 以内に接近した微粒子が捕集核に捕捉されると仮定する。この仮定の下での凝集空間は次のようなシミュレーションによって求める。まず、捕集核粒子の中心から半径 r_a の同心球面上 (軸対称であるから実際には同心円周上でよい) に、流体と一緒に運動する多数の標識点を想定する。捕集核が少し運動すると標識点も流体の動きに応じて移動するので、それぞれの標識点の移動先を捕集核の周りの流れにストークス解を仮定して計算する。次に捕集核の中心から各標識点の移動先までの距離を計算し、それが r_a よりも小さくなる標識点については、捕集核の中心とその標識点を結ぶ直線を延長し、中心からの距離が r_a になる位置にその標識点を移動する。このような計算を捕集核を少しずつ運動させて繰り返し、粒子振動の1周期が経過すると、すべての標識点は凝集空間の境界面上の点になる。Fig. 2は半径3μmの捕集核が振幅30μmで振動したときの凝集空間を、 $r_a = 3.25, 5, 10, 15 \mu\text{m}$ として計算した結果である。

音波凝集でサブミクロン粒子を数 μm の捕集核に捕らえようとするとき、捕集核の周りの微粒子の運動に慣性力はほとんど影響せず、微粒子は気流と一緒に運動する。この場合の r_a は、捕集核粒子と被捕集粒子の半径の和になるので、Fig. 2の $r_a = 3.25 \mu\text{m}$ に対する曲線は、直径0.5μmの微粒子を直径6μmの捕集核で音波凝集する際の凝集空間に相当する。この空間は、音波凝集の理論で通常仮定される凝集空間 (破線) に比べ非常に小さく、音波振動の効果は無いに等しい。しかし電気が作用して r_a がわずかに数 μm でも大きくなると、粒子振動の効果が発揮され凝集空間が大きく広がる。これが静電凝集力と粒子振動の効果を併用することの利点である。

捕集核が運動すると周りの空気も運動するので、凝集空間の外形は振動位相に応じて複雑に変化する。しかし凝集空間の境界は連続の式を満足する流線上を流体の流れに乗って変形するだけなので、空気の対流などがなければ凝集空間内の空気の交換は起こらない。このため、捕集核が凝集空間内の空気に始めから含ま

れていた微粒子を捕集してしまうと、以降は熱拡散や差動沈降によって凝集空間内に侵入してくるわずかの微粒子を捕集できるだけである。このような状況では凝集空間がいくら大きくても、捕集速度の増加にはほとんど寄与しない³⁾。実際に有効な捕捉促進効果は、凝集空間内に周囲のサブミクロン粒子を持続的に運び込む流れによって発現されると考えられる。この流れは粒子振動が激しいときに流体の慣性力の影響で2次誘導流(ストークス近似以外の流れ)として発生する。

2次誘導流は音響流と呼ばれることがあり、振動振幅が粒子半径よりも小さい場合については理論的な解析もなされている¹⁷⁾。しかし音波凝集やここでの場合のように振動振幅が粒子半径よりも遙かに大きい場合については解析されていない。筆者らは、大振幅の振動流体中におかれた球形微粒子の周りの流れを整合漸近展開法¹⁸⁾によって近似解析をした¹⁹⁾。その解析は2次誘導流に関する限り粒子が静止流体中で振動する場合にもそのまま利用できる。その結果による2次誘導流から微粒子の運搬に寄与の大きい定常流成分を拾い出せば、粒子の近傍($r < \sqrt{\nu/\omega}$)で次式になる。

$$v_r = -\frac{3aA^2\omega^2}{64\nu} \left\{ 2 - 3\left(\frac{a}{r}\right) + \left(\frac{a}{r}\right)^2 - \left(\frac{a}{r}\right)^3 + \left(\frac{a}{r}\right)^4 \right\} \times (3\cos^2\theta - 1) \quad (4)$$

$$v_\theta = \frac{3aA^2\omega^2}{128\nu} \left\{ 4 - 3\left(\frac{a}{r}\right) + \left(\frac{a}{r}\right)^3 - 2\left(\frac{a}{r}\right)^4 \right\} \sin(2\theta) \quad (5)$$

ここで(r, θ)は振動粒子(捕集核)の中心を原点に、振動軸を $\theta=0$ にとった球座標、 a は粒子の半径、 A は粒子の振動振幅、 ω は振動の角周波数、 ν は流体の運動粘度である。Eqs.(4)および(5)と同等な式は、筆者らとほとんど同時にDanilov²⁰⁾によっても提出されている。

Fig. 3は2次定常流の流線である。後述の凝集実験の代表的な条件では、半径 $a=3\mu\text{m}$ の粒子が振幅 $A=560\mu\text{m}$ 、角周波数 $\omega=6900\text{rad/s}$ ($A\omega=386.4\text{cm/s}$)で、運動粘度 $\nu=0.15\text{cm}^2/\text{s}$ の空气中で振動する。この条件に対して、捕集核粒子の振動軸上で中心から $20\mu\text{m}$ 離れた点における2次定常流の接近速度をEq.(4)から計算してみると 44cm/s にもなる。このことから半径数 μm の捕集核粒子の振動でも2次定常流のかんりの効果が期待できる。

音波凝集の理論では、凝集空間内への微粒子の補給機構を捕集核粒子と微粒子の間の流体力学的な相互作用で説明している^{3,15)}。音波凝集機構という流体力学的な相互作用とは、実は上記の2次定常流に相当する流れによって微粒子が捕集核に引きつけられたり押し流

されたりする現象を指している。この意味において、本報での考え方は音波凝集での考え方と共通している。しかし音波凝集での流体力学的相互作用(オセーナ力)は今世紀初頭に唱えられた古典理論に基づいて計算されており、例えば捕集核粒子の内部にまで流体が流れ込んでしまうというような物理的な矛盾を含んだ理論であるため、その結果をそのまま採用することはできない。一方、2次誘導流の存在は広く認められてはいるものの、その定量的な評価のための筆者らの理論計算は確認実験によりよく取りかかったばかりであり²¹⁾、現時点で一般に受け入れられているものではない。

4. 実験装置²²⁾と実験法

Fig. 4に実験装置の概略を示した。装置は内直径15cm、長さ120cmのアクリル管に組み込んである。装置の上端に取り付けた振動オリフィス型の単分散エアロゾル発生器で、直径約 $40\mu\text{m}$ のDOP-アルコールの混合液滴を発生させ、図に示したようなノズル対リングの電極系で負にコロナ荷電する。この液滴中のアルコールは内直径5cm、長さ80cmの円筒かご型電界カーテン中で蒸発し、直径約 $5\mu\text{m}$ のDOP液滴(不揮発性)になる。この方法によれば、数 μm の粒子としては非常に大きな電荷をもつ液滴が得られる²³⁾。測定セル(横幅18mm、奥行き110mm、高さ75mm)の内部には、変形四重極電界を利用した帯電粒子閉じ込め電極^{21,22,24)}が組み込んであって、その電源を一瞬だけ切ると電極間に上記の帯電液滴が1ないし数個流入し、そこに閉じ込められる。その液滴を捕集核とし、図示した平行平板電極に交流電圧をかけて捕集核を振動させる。粒子を閉じ込めた位置にはレーザフリンジが作られていて、そこで振動する捕集核からの散乱光を解析すると、捕集核の粒子径や振動振幅および帯電量が測定できる²⁵⁻²⁷⁾。この際、複数の捕集核が閉じ込められると、それぞれの捕集核からの散乱光が互いに干渉するため、散乱光信号はAM変調波のように振幅が変動する波形になる。閉じ込められた粒子が1個の場合には、振幅が一定の非常に整った信号が得られ、精度の高い測定ができる。

波形観測により単一の捕集核が捕らえられたことが確認できたら、エアロゾル発生器のオリフィスと供給溶液をサブミクロン粒子発生用に準備したものに交換する。これにより、乾燥後の直径が $0.73\mu\text{m}$ のDOP粒子になるような液滴が発生される。エアロゾル発生器にはフィルターで濾過した $41.7\text{cm}^3/\text{s}$ の清浄な空気

Fig. 3 Secondary steady flow induced by particle vibration

が供給され、発生されたサブミクロン粒子を分散し、約 5000cm^{-3} の個数濃度に希釈する。サブミクロン粒子発生時にはシーエスは供給せず、エアロゾルはこの僅かな分散、希釈用の空気流によって管内を下方に運搬され、大部分は測定セルの側方を通過して管外に排出される。

この装置に組み込んだ電界カーテンは、サブミクロン粒子には効果がない。このため微粒子の多くが管壁などに付着し、測定セルに到達するまでに濃度が大幅に減少する。とくに微粒子が帯電していると損失が著しいので、溶媒にプラスチック用クリーナを約1vol%添加して流動帯電の減少を図った。

測定セル上部のシャッターを引き抜くと測定セルの上面が解放され、サブミクロン粒子が捕集核粒子の周りに供給される。捕集核粒子はサブミクロン粒子を捕らえ徐々に肥大していく。このときの捕集核の粒子径と振動振幅および帯電量の变化を約15秒毎に測定する計画であった。ところがシャッターを解放したままではエアロゾル発生器からの噴出気流によって測定部の気流が乱れるため精度の良い測定ができなかった。そこでやむを得ず、シャッターを6分間づつ(例外的に8分のこともある)間欠的に全開してサブミクロン粒子を供給し、その前後での捕集核の粒子径と帯電量をシャッターを閉じた状態で測定した。

微粒子の捕捉速度の速度定数(凝集頻度関数²⁸⁾)を求めるためには測定セルでのサブミクロン粒子の個数濃度を知る必要がある。この目的に測定セルの底面中央に光散乱式の粒子計数器のサンプル管を接続した。粒子計数器はここから $8.33\text{cm}^3/\text{s}$ の空気を常時吸引し、2分間隔で粒子数を計数する。なお微粒子は、測定セル上部のシャッターを解放したとき、測定セル内を一樣に流れるものと仮定したが、その確認はしていない。この実験では、サブミクロン粒子の個数濃度が $500\sim 1000\text{cm}^{-3}$ であった。この濃度は従来の音波凝集

Fig. 4 Experimental Apparatus

実験の場合の1/1000以下であるため、凝集時間を上記のように6分間もの長時間に選ぶことになった。

5. 実験結果

Fig. 5は、1100Hzの周波数で2, 200, 560 μm の3種の振幅を順に繰り返し、直径0.73 μm のDOP液滴をDOPの捕集核で捕捉したとき、捕集核の粒子径と電荷の変化を測定した結果である。捕集核の成長速度は振動振幅に対して強度な非直線性を示しており、振幅200 μm のときにはほとんど効果がないのに、560 μm の大振幅では顕著な効果が認められる。凝集速度定数 β

Fig. 5 Scavenging of submicrometer particles of 0.73 μm by a single core particle

(cm^3/s)は、捕集核の粒子径変化から求められる微粒子の捕捉個数をサブミクロン粒子の個数濃度と凝集時間の積で除せば求められる。サブミクロン粒子の直径を $0.73\mu\text{m}$ と仮定して振幅が $560\mu\text{m}$ での β を求めると約 $6 \times 10^{-4} \text{cm}^3/\text{s}$ になり、通常のブラウン凝集の数十万倍にもなる。これに対し音波凝集では、直径 $1\mu\text{m}$ の粒子に対して1000倍前後、直径 $0.34\mu\text{m}$ のサブミクロン粒子ではわずか6倍に過ぎないことが報告されている⁴⁾。なお、音波凝集での倍率は同一径の粒子同士の凝集実験によるものなので、本報の実験での倍率と直接比較できるものではない。とはいえ、凝集速度定数の倍率が桁違いに大きいことから、ここで実験した凝集法がサブミクロン粒子の捕集に対して非常に効果的であることが期待できる。

この実験でもう一つ興味ある点は、測定開始時には $-3.8 \times 10^{-14} \text{C}$ (捕集核直径 $5.71\mu\text{m}$)であった捕集核の電荷が、約800個の微粒子を捕集した測定終了時には $-4.6 \times 10^{-14} \text{C}$ (直径 $7.95\mu\text{m}$)に増加したことである。これはエアロゾル発生器での流動帯電^{29,30)}によって電荷を獲得したサブミクロン粒子を捕捉したためである。捕集した微粒子1個あたりの荷電数を見積もると $-60e$ にもなる。この値はサブミクロン粒子を人工的にコロナ荷電した時の荷電数に匹敵し⁸⁾、しかも捕集核の電荷と同符号である。それにもかかわらず捕集が起こるのは、振動粒子の周りに誘導される定常流が、グラディエント力がクーロン反発力に打ち勝つ距離にまで微粒子を運搬してくる能力をもっている証拠と考えられる。また実験結果に現れた強い非線形特性は、同極性の電荷をもつ捕集核とサブミクロン粒子が互いに反発するため、Eq.(4)の誘導定常流がある程度強くならないと微粒子が捕集核の周りに供給されないためと思われる。しかしこのような推論を確認したり、あるいは凝集空間に微粒子を供給する作用を定量的に評価するためには、振動粒子のまわりの2次誘導流について理論的にも実験的にも詳しく追求する必要がある。

6. 結 言

静電的凝集機構は、サブミクロン粒子の捕捉にも有効であることが期待できる反面、電気的凝集力の及ぶ範囲が狭いため、微粒子の濃度が非常に高い場合にのみ有効であることが簡単な計算によって推測された。この欠点を補うため、音波凝集法に類似した方式を併用することを検討した。すなわち、捕集核となる半径数 μm の粒子を激しく振動させると捕集核の周りに流

体の流れが誘導される。この流れに含まれる定常成分が遠方のサブミクロン粒子を帯電した捕集核に接近させ、静電的捕捉機構を促進する作用を持つことに期待した。

単一の捕集核粒子がサブミクロン粒子を捕捉して成長していく様子を追跡できる装置を製作し、上記の推論の下で微粒子の捕捉実験を行った。その結果、微粒子と捕集核の電荷が同極性であったにもかかわらず、ブラウン凝集の数十万倍にもおよぶ顕著な凝集速度の向上が観測され、微粒子の捕集に静電的凝集と粒子振動による流体力学的作用を併用することが非常に効果的であることが明らかになった。

しかし、ここに観測できた著しい凝集現象を定量的に評価し、本報に述べた凝集機構の推論を定量的な理論の構築に繋げるためには、振動粒子の周りの流れに関する基礎的な研究を展開するとともに、例えばサブミクロン粒子の濃度、粒子径および帯電量の確実な制御など、実験技術上の問題も解決しなければならない。筆者らはこの方向に向けた研究を現在計画している。

Appendix

直径 $D_p(\text{m})$ 、比誘電率 $K(-)$ の球形粒子が電気量 $q_c(\text{C})$ の点電荷から受けるグラディエント力を求める。粒子の中心と点電荷の距離を $s(\text{m})$ とすると、粒子の外側の任意の位置における電位は¹²⁾

$$\phi = \frac{q_c}{4\pi\epsilon_0 r'} + \frac{q_c}{4\pi\epsilon_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(1-K)}{n(K+1)+1} \times \frac{(D_p/2)^{2n+1}}{s^{n+1}} \frac{P_n(\cos\theta)}{r'^{n+1}} \quad (\text{A1})$$

ここで (r, θ) は球の中心を原点とし、それと点電荷を結ぶ直線を軸とした球座標による観測点の座標、 $r'(\text{m})$ は点電荷と観測点の距離である。(Fig. A-1参照) また $P_n(x)$ は第1種 n 次のルジャンドル多項式で、ロドリゲスの公式を使うと次式で表せる。

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n \quad (\text{A2})$$

Eq.(A1)の右辺第1項は捕集核の電荷による電位、第2項は捕集核の電荷によって微粒子に誘導された多重極子による電位である。なおStrattonの著書¹²⁾では、第2項の総和を $n=0$ からとっているが実質上の差異はない。

この多重極子がもたらす捕集核の分極や表面電荷の

Fig. A-1 Sphere in the field of a point charge located at $z=s$

再分布などの再帰的效果を無視すると、微粒子に働くグレイディエント力は、微粒子の多重極子によって作られる電界が捕集核の電荷に作用する力として計算できる。多重極子による電位はEq. (A1)の右辺第2項から

$$\phi_m = \frac{q_c}{4\pi\epsilon_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(1-K)}{n(K+1)+1} \frac{(D_p/2)^{2n+1}}{s^{n+1}} \frac{P_n(\cos\theta)}{r^{n+1}} \quad (\text{A3})$$

と表せるから、それによる電界 E は次式になる。

$$\begin{aligned} E &= -\nabla \phi_m, \\ E_r &= \frac{-q_c}{4\pi\epsilon_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n+1)(K-1)}{n(K+1)+1} \frac{(D_p/2)^{2n+1}}{s^{n+1}} \\ &\quad \times \frac{P_n(\cos\theta)}{r^{n+2}} \quad (\text{A4}) \end{aligned}$$

Nomenclature

A : amplitude of core particle	(m)		
a : radius of adsorption core particle	(m)	r_a : adsorption radius	(m)
C : Cunningham slip correction factor	(-)	s : center-to-center separation of particles	(m)
D_p : diameter of submicrometer particle	(m)	v_p : velocity of submicrometer particle	(m/s)
E : electric field	(V/m)	β : coagulation rate constant	(cm ³ /s)
e : elementary charge, $1.6018 \times 10^{-19}\text{C}$	(C)	ϵ_0 : permittivity of free space	(F/m)
f_c : electrostatic Coulomb's force	(N)	μ : viscosity of air	(Pa·s)
f_g : electrostatic gradient force	(N)	ν : kinematic viscosity of air	(m ² /s)
K : dielectric constant of submicrometer particle	(-)	ϕ : electrostatic potential	(V)
q_c : electrostatic charge of core particle	(C)	ω : angular frequency of core vibration	(s ⁻¹)
q_p : electrostatic charge of submicrometer particle			

References

- McElroy, M. W., T. C. Carr, D. S. Ensor and G. R. Markowski : *Science*, 215, 13(1982)
- Feldman, P. L. and K. S. Kumar : 10th Particulate control symposium, Session A-3, Washington, D. C. (1993)
- Schetter, B. and J. Funcke : "Agglomeration der dispersen Phase von Aerosolen durch starke Schallfelder", Reihe 3 : Verfahrenstechnik Nr. 196,

Fig. A-1からわかるように、微粒子と捕集核の電荷 q_c の間に働く力を求めるには $r=s$, $\theta=0$ の位置の電界の半径方向成分 E_r を求め、それに q_c を掛ければよい。したがって電界の θ 方向成分は計算する必要がない。ところで、いくつかの自然数 n に対して $P_n(x)$ を Eq. (A2) から計算してみれば想像できるが、 $P_n(1)=1$ ($n=0, 1, 2, 3, \dots$) が一般的に成立する。これにより $\theta=0$ では Eq. (A4) が簡単な形になり、本文の Eq. (2) が求められる。

ちなみに $K \rightarrow \infty$ (導体) の場合を Eq. (2) から計算してみると、原ら¹³⁾ が近似的に用いた式が求められる。

$$\begin{aligned} \lim_{K \rightarrow \infty} f_g &= \frac{-q_c^2}{8\pi\epsilon_0} \left(\frac{D_p}{s^3} \right) \sum_{n=1}^{\infty} (n+1) \left(\frac{D_p^2}{4s^2} \right)^n \\ &= \frac{q_c^2}{\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{D_p}{8s^3} - \frac{2D_p s}{(4s^2 - D_p^2)^2} \right\} \end{aligned}$$

なお公式

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} (n+1) p^n &= \frac{p}{(1-p)^2} + \frac{p}{(1-p)} \\ &= \frac{1}{(1-p)^2} - 1, \quad |p| < 1 \end{aligned}$$

を用いた。

- VDI Verlag GmbH, Düsseldorf(1990)
- 4) Shaw, D. T. and K. W. Tu : *J. Aerosol Sci.*, **10**, 317(1979)
 - 5) Aoyama, H., T. Hirata, T. Nakane and K. Seya : Proc. of Annual Meeting of the Inst. Electrostatics Japan, p.173, Suwa(1993)
 - 6) Friedlander, S. K. and W. Koch and H. H. Main : *J. Aerosol Sci.*, **22**, 1(1991)
 - 7) Watanabe, T. : *Proc. Inst. Electrostat., Japan*, **16**, 483(1992)
 - 8) Kanazawa, S., T. Ohkubo, Y. Nomoto and T. Adachi : *Proc. Inst. Electrostat., Japan*, **16**, 323(1992) and *J. Electrostat.*, **29**, 193(1993)
 - 9) Isahaya, N. : *The Hitachi Hyoron*, **49**, 1157(1967)
 - 10) Hara, M. S. Sumiyoshitani, Y. An-no, S. Fujimoto and M. Akazaki : *Proc. Inst. Electrostat., Japan*, **6**, 239(1982)
 - 11) The Inst. Electrostat., Japan(ed.) : "Handbook of Electrostatics", p.36, Ohm-Sha (1981)
 - 12) Stratton, J. A. : "Electromagnetic Theory", p.204, McGraw-Hill, NewYork(1941)
 - 13) Hara, M., S. Sumiyoshitani and M. Akazaki : *Proc. Inst. Electrostat., Japan*, **6**, 163(1982)
 - 14) Munakata, T. : *J. Soc. Powder Technol. Japan.*, **27**, 91(1990)
 - 15) Tiwary, R. and G. Reethof : *J. Sound and Vibration*, **108**, 33(1985)
 - 16) Tiwary, R. and G. Reethof : *Trans. ASME, J. Sound Acoustics*, **109**, 185(1987)
 - 17) Wang, C. -Y. : *J. Fluid Mech.*, **32**, 55(1968) and *J. Acoust. Soc. Am.*, **71**, 580(1982)
 - 18) Proudman, I. and J. R. A. Pearson : *J. Fluid Mech.*, **2**, 237(1957)
 - 19) Shimazu, T., Y. Nakajima and T. Tanaka : Preprint of 17th Autumn Meeting of the Soc. Chem. Engrs., Japan, I-202, Sendai(1983)
 - 20) Danilov, S. D. : *Soviet Physics-Acoustics*, **30**, 452(1984)
 - 21) Nakajima, Y. : 58th Annual Meeting of the Soc. Chem. Engrs., Japan, H208, Kagoshima(1993)
 - 22) Nakajima, Y., Y. Komuro and T. Sato : *Proc. Inst. Electrostat., Japan*, **18**, 49(1994)
 - 23) Hamamoto, N., Y. Nakajima and T. Sato : *Proc. Inst. Electrostat., Japan*, **15**, 452(1991) and *J. Electrostat.*, **28**, 161(1992)
 - 24) The Inst. Electrostat., Japan (ed.) : "Handbook of Electrostatics", p.293, Ohm-Sha (1981)
 - 25) Sato, T. and Y. Nakajima : *Trans. Inst. Electrical Eng. Sec. A*, **110**, 473(1990)
 - 26) Nakajima, Y. and T. Sato : *Funsai(Micromeritics)*, No. 35, 11(1991) and *KONA(Powder and Particle)*, **10**, 161(1992)
 - 27) Nakajima, Y. : Preprint of Spring Meeting of the Soc. Powder Technol., Japan, p.56, Kyoto(1992)
 - 28) Hayakawa, K. and K. Yoshizumi : "Earozeru no Kagaku(Smoke, Dust and Haze by S. K. Friedlander)", p.174, Sangyo Tosho, Tokyo(1983)
 - 29) Sato, T. and Y. Nakajima : Proc. of Annual Meeting of the Inst. Electrostat., Japan, 99, Tokyo(1990) and 379, Toyota(1991)
 - 30) Sato, T., Y. Nakajima and D. T. Shaw : 10th Particulate control symposium, Session A-1, Washington, D. C. (1993)