

コロナ放電荷電量から算出した大気じん粒径と光学粒径の比較

永吉 健太郎^{*,1}

(2020年6月19日受付；2020年10月12日受理)

Comparison of Atmospheric Dust Particle Diameter Calculated from Electrical Charge by Corona Discharge and Optical One

Kentaro NAGAYOSHI^{*,1}

(Received June 19, 2020; Accepted October 12, 2020)

The atmosphere dust is different in constitution and the shape depending on generation mechanism. A diameter of non-spherical particle is observed as an equivalent spherical particle diameter, but the deviation becomes reverse to optical subsystem by the aerodynamic system. Both comparison was considered from measurement of the electrical charge amount by the corona discharge. If it exceeds 2 μm , the difference between the two becomes large. The results are consistent with the difference in shape due to the difference in the generation of atmospheric dust.

1. はじめに

電気集じん装置が家庭用空気清浄機に搭載されるときには、対象となる粒子は、家庭内で発生するもののほか、屋外から流入する PM2.5, PM10 と分類される大気汚染物質が主である。常時浮遊するこの粒径の粉塵は、屋外濃度と屋内濃度に相関が強く、濃度比が1に近いことが知られている。

電気集じん装置の性能評価に当たっては、実際に除去対象とする粒子で試験を行うことが望ましい。電気集じんは、対象粒子の電気伝導率や誘電率、粒径、形状などにより集じん効率が影響を受けるからである。単分散の単一物質で、球形粒子を対象とすることで、電気集じんの性能を左右する荷電量と集塵効率の理論と実測の比較が行われてきている。しかし、実際に使用される環境での大気じんは、発生機構により粒径、組成が異なるので、比重や誘電率、形状の異なる粒子の集合となる。これらを用いた実使用の性能を評価する際に、理論との比較を行っておくことは、正しい試験を担保するために必要である。この研究は、大気じんの形状と粒径の変化が集じん効率、荷電量に与える影響を明らかにすることを目的とする。そして、電気集じん装置の性能に深くかわる粒径について、集じん性能を Deutsch の式¹⁾に当てはめ

て得られる荷電量から求めたものと、光学測定によるものとで比較し、組成との関連について考察した。

2. 浮遊大気じんの性状

大気中の粒子状物質は、体積濃度分布は1~2 μm を境界に凝集により生成されるものと、破碎など機械的に発生するものに分けられる。

凝集により形成される粒子が、黒鉛を核にしたり、液状硫酸化合物が粒化して球形になるのに対し、機械生成粒子は、土壌の破碎や海塩の結晶化によるため非球形である²⁾。

表1にエアロゾルの材質を粒径で分け、比誘電率と密度の値をまとめた。1 μm 未満のものと、2 μm を超えるもので、密度はほぼ同じだが、比誘電率には大きな差があることが分かる。

表1 エアロゾルの比誘電率と密度
Table 1 relative permittivity of aerosols³⁾.

size	material	ϵ_s	ρ [g/cm ³]
< 1 μm	黒鉛	12~13	2.2
	硫酸アンモニウム	—	1.8
2 μm <	土 (乾)	3	約 2
	砂 (乾)	2.5	1.4~1.7
	石英	3.8	2.2

キーワード：電気集じん, PM2.5, 光学粒径, 非球形粒子

* 株式会社富士通ゼネラル研究所

(〒213-8502 神奈川県川崎市高津区末長 3-3-17)

Fujitsu General Laboratories Limited, 3-3-17 Suenaga, Takatsu-ku, Kawasaki, Kanagawa 213-8502, Japan

¹ nagayoshi.kentaro@fujitsu-general.com

DOI: <https://doi.org/10.34342/iesj.2020.44.6.253>

3. 非球形粒子の粒径測定影響

3.1 光学測定

粒子に光を照射したときの散乱光強度が、粒子の粒径、屈折率、光の波長、散乱角等の関数として表される。こ

れを利用して、1個1個の粒子に対する散乱光量から、粒径、濃度を測定する機器がパーティクルカウンタとして知られている。一般的なパーティクルカウンタの測定では、粒子の側方散乱光の強度により、粒径情報を得ている⁴⁾。立方体の平行偏光散乱強度の散乱角依存性より、側方散乱 (Side scattering) は、NaCl のような非球形粒子散乱では $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ のような球形粒子散乱より1桁くらい大きくなる^{5,6)}。非球形粒子を相当球形粒子径で表すと、大きい粒子と見誤ることになる。

3.2 空気力学測定

球形粒子の沈降速度 (動力学形状係数 κ の逆数) に比べ、非球形粒子の沈降速度は小さくなる⁷⁾。粒径が小さいほど沈降速度は小さいので、非球形粒子を相当球形粒子径で表すと、小さい粒子と見誤ることになる。

4. 有電界下の拡散荷電量

電界荷電と拡散荷電の両者が働く $0.2 \sim 2 \mu\text{m}$ 程度の粒子について、荷電電界が存在する場合の粒子帯電量は Liu and Yeh⁸⁾ あるいは Smith and McDonald⁹⁾ などの研究がある。拡散荷電量に1以上の重みづけを必要とするなど、和の取り方に定まったところがない¹⁰⁾。ここでは理論荷電量の計算は、電界荷電と拡散荷電を1:1の和の総合荷電量とし、実測値との整合を検証する。

5. 実験方法

5.1 試験装置

荷電量を測定する試験装置は有効長 $l = 400 \text{ mm}$ となる直径 0.12 mm タングステンワイヤを放電極、奥行 $L_{\text{ion}} = 10 \text{ mm}$ の SUS 対向電極とを間隔 $y_{\text{ion}} = 5.7 \text{ mm}$ で配置した正極放電の荷電部と、幅 100 mm 、奥行 480 mm のアルミ電極を間隔 8 mm で7枚配置した集じん部、下流に吸い込み送風機、粒子濃度測定用ダクト、ハニカムフィルタの構成である。荷電測定装置を図1に示す¹¹⁾。

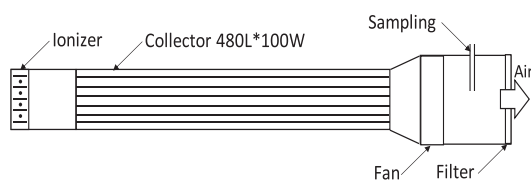


図1 荷電測定装置

Fig.1 Setup for measuring electric charge.

5.2 対象粒子

測定対象粒子は、川崎市の幹線道路から離れた住宅地域にある事務所建屋内の浮遊じんである。川崎市は、大気じんに海からの海塩粒子、畑や林からの土壌粒子、火力発電所、自動車排ガスからの炭素粒子、硫酸イオン、

硝酸イオン由来2次生成粒子などが含まれていることが想定される地域である。試験室は人口密度が十分に低く、喫煙など室内発生源のない空間であり、屋外の大気じんと同等の組成が推定される。

5.3 測定方法

大気じんの重量濃度分布を求めるため、 $0.3 \sim 10 \mu\text{m}$ の中で選択した光学粒径範囲内の個数濃度を計測する TSI 製パーティクルカウンタ 9306-V2 を用いた。パーティクルカウンタの対象粒径を各チャンネルに最小幅で連続するように設定し、複数回に分けて $0.3 \sim 10 \mu\text{m}$ の範囲をカバーした。 $0.3 \sim 2.5 \mu\text{m}$ では $0.1 \mu\text{m}$ 単位で、 $2.5 \sim 5 \mu\text{m}$ では $0.5 \mu\text{m}$ 単位で、 $5 \sim 10 \mu\text{m}$ では $1 \mu\text{m}$ 単位とした。

荷電量測定装置および計算荷電量の妥当性確認のため、 $0.3 \sim 0.5 \mu\text{m}$ を対象に集じん効率を計測した。荷電部電流 I_{ion} を $0 \sim 0.075 \text{ mA}$ 、集じん部電圧 V_{coll} を $0 \sim 5 \text{ kV}$ 、風速 v を $1.4 \sim 3.3 \text{ m/s}$ に変えながら、荷電部上流、集じん部下流の粒子濃度を計測した。荷電部の印加電圧、放電電流は、高圧電源の電圧出力モニターと電流出力モニターのそれぞれの電圧値をデジタルマルチメータで計測した。集じん部の印加電圧は、高圧電源の電圧出力モニター値を直読した。

風速は、風量と通風断面積から計算した。風量測定には吹き出し側でベーン式風量計を用いた。送風機の出力を一定のまま風量計を接続すると、接続していないときと比べて風量に変化してしまうので、風量計接続有無の比をベーン式風速計により求めて補正した。補正値を求めるためのベーン式風速計は、送風抵抗を増やさないように吸い込み風量の一部だけが通るように吸込み口に設置した。

粒径ごとの荷電量の計測では、粒径 $0.3 \sim 10 \mu\text{m}$ を12区分に対数等分して測定した。荷電部電流 I_{ion} を 0.075 mA 、集じん部電圧 V_{coll} を 0 kV および 5 kV 、風速 v を 3.3 m/s として荷電部上流と集じん部下流の粒子個数濃度を測定した。一つのパーティクルカウンタで吸い込み側と吹出側を交互に連続して計測し、吹出側の測定前後の2回の吸込み側の値の幾何平均と吹出側の値の比から集じん効率を計算した。なお、吸込み側の2回の値に10%を超える差が現れたときには、時間変動が大きく、吹出側測定時の吸込み側の値を推定することができないと判断し、却下、再測定を行った。同じ粒径設定で、連続して3回ないし7回の集じん効率を計測し、その平均値を代表値として採用した。

5.4 荷電量の計算方法

理論荷電量は拡散荷電の White の式¹²⁾ と電界荷電の Pauthenier の式¹³⁾ を用いて計算した。電界強度 E_{ion} は印加電圧 V_{ion} を電極間距離で除した平均電界強度とした。イオンのモビリティ K と電界強度から求めた速度 v_{ion} 、

電極間距離からイオンの電極間滞留時間 t_g を求めた。放電電流値と電極間滞留時間からイオン量 G を求め、放電空間をワイヤ放電極と接地平板電極が形成する三角柱の体積 Z として、イオン密度 N_0 を計算した。粒子のイオン空間滞在時間は、三角柱の放電空間の中央となる、接地平板電極の気流方向奥行の半分の長さとして粒子速度から求めた。正イオンのモビリティは、正極放電の空気イオンの値 $1.84 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ を用いた。イオンの熱運動速度の二乗平均値の算出には、 $(\text{NH}_4)^+(\text{H}_2\text{O})_2$ のイオン質量 $8.97 \times 10^{-26} \text{ kg}$ を用いた。イオン密度導出の式を以下に記す。

$$E_{ion} = \frac{V_{ion}}{y_{ion}} \quad (1)$$

$$v_{ion} = KE_{ion} \quad (2)$$

$$t_g = \frac{y_{ion}}{v_{ion}} \quad (3)$$

$$G = \frac{I}{e} \times t_g \quad (4)$$

$$Z = \frac{1}{2} L l y_{ion} \quad (5)$$

$$N_0 = \frac{G}{Z} \quad (6)$$

ここで、 e は電気素量 $1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ 。

集じん部の印加電圧を 0 kV としたときの集じん効率を荷電部での捕集によるものとして、集じん部だけの集じん効率 η_{coll} を全体の集じん効率 η_{total} と荷電部だけの集じん効率 η_{ion} の比から計算した。

実測荷電量は、集じん部だけの集じん効率 η_{coll} (以下単に η と表す) と集じん部の構造、粒子速度、印加電圧から計算した。この計算には Deutsch の式と層流の粒子運動方程式を用いた。以下に荷電量 q の具体的な計算式の導出を説明する¹¹⁾。

コレクタ出入口の粒子濃度を C , C_{in} とする。

コレクタ内の粒子濃度は十分な拡散により主流方向 (x 軸とする) に垂直な断面方向 (電界方向, y 軸とする) に一様だとして、微小距離 dx 進む間に粒子は y 方向に $(v_y/v_x) dx$ 進む。

ここで、 v_x , v_y は x 方向, y 方向の粒子速度である。電極間隔 h のうち、 $(v_y/v_x) dx$ の領域にある粒子が捕集されると考えれば、濃度の減衰 dC は、濃度 C とこの領域の割合 $(v_y/v_x) dx/h$ の積であり、 $dC = -C (v_y/v_x) dx/h$ と書ける。

これは微小距離 dx 進む間の濃度変化 dC の式である。

$$\frac{dC}{dx} = -\frac{v_y}{hv_x} C \quad (7)$$

粒子の密度 ρ , 直径 d , 質量 $m (= \pi \rho d^3/6)$ の粒子の時刻 t での電界方向の運動方程式は電界 E によるクーロン力と抵抗係数 C_D の流体抵抗を受けるので、

$$m \frac{dv_y}{dt} = qE - \frac{C_D S \rho_f v_y^2}{2C_m} \quad (8)$$

ここで、 $S (= \pi d^2/4)$ は粒子の投影面積、 ρ_f は流体の密度である。また、カニンガムの補正係数 C_m として次の式を用いた。

$$C_m = 1 + 2.54 \frac{\lambda}{d} + 0.8 \frac{\lambda}{d} \exp\left(-0.55 \frac{d}{\lambda}\right) \quad (9)$$

ここで、ガスの平均自由行程 λ は、ガス温度 T , ガス圧力 P に対して、次の式で表される。

$$\lambda = 6.61 \times 10^{-8} \frac{T}{293} \times \frac{1}{P} \quad (10)$$

C_D はストークス域すなわちレイノルズ数 $Re < 2$ の層流の範囲で、 $C_D = 24/Re$, $Re = d v \rho_f / \mu$ となるので⁶⁾, 空気の粘性係数 μ として

$$v_y = \frac{qEC_m}{3\pi\mu d} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{3\pi\mu d t}{C_m m}\right) \right\} \quad (11)$$

これを式 (7) に代入すれば、

$$\frac{dC}{dx} = -\frac{v_y}{hv_x} C = -\frac{v_s}{hv_x} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{18\mu t}{C_m d^2 \rho}\right) \right\} C \quad (12)$$

ここで、 $t \rightarrow \infty$ での終端速度を v_s とおいた。

$$v_s = \frac{qEC_m}{3\pi\mu d} \quad (13)$$

これを C について解けば、 $x=0$ で $C=C_{in}$ の境界条件で次の式となる。

$$C = C_{in} \exp\left[\left(\frac{v_s}{hM}\right) \left\{ 1 - \frac{Mx}{v_x} - \exp\left(-\frac{Mx}{v_x}\right) \right\}\right], \quad M = \frac{18\mu}{d^2 \rho} \quad (14)$$

$1 \ll Mx/v_x$, $\exp(-Mx/v_x) \div 0$ であり、式 (14) は次の式に近似される。

$$C = C_{in} \exp\left(-\frac{v_s x}{hv_x}\right) \quad (15)$$

$x=L$ での出口濃度 C から集じん効率 η が定義される。

$$\eta = 1 - \frac{C}{C_{in}} \quad (16)$$

コレクタ内の電界強度 E は印加電圧 V と電極間隔 h から $E = V_{coll}/h$ と書けるので、これらから電荷 q の式に変形すると次のようになる。

$$q = -\ln(1 - \eta) \frac{3\pi h^2 \mu d v_x}{V_{coll} L C_m} \quad (17)$$

ここで、 v_x は風量とコレクタの幅 w , 電極間隔 h と段数の積である通風断面積との比から風速を求め、固気二相流の管軸方向の固形粒子の運動速度比¹⁴⁾ から計算した。

6. 結果および考察

6.1 大気じんの重量濃度分布の計測

パーティクルカウンタで $0.3 - 10 \mu\text{m}$ の粒径ごとの個数濃度を計測した結果を図2に示す。対数粒径ごとの個数と石英および黒鉛（比重 2.2 g/cm^3 ）の球体として求めた重量から、重量濃度分布を求めた結果を図3に示す。 $1 \mu\text{m}$ に極小値をもつ既往研究¹⁵⁾の結果をよく再現している。

6.2 荷電量測定用集じん部の確認と荷電量算出式の妥当性検証

集じん部が荷電量測定用コレクタとして適切に動作することを確認するため、印加電圧、風速を変化させ、理論値と比較した。荷電部電流 $I_{ion} = 0.075 \text{ mA}$ 、風速 $v = 3.3 \text{ m/s}$ で集じん部電圧 V_{coll} を変化させ測定した粒子透過率を図4に示す。5.4に従って求めた理論荷電量と透過率から求めた荷電量の関係を図5に示す。集じん部印加電圧によらず一定の荷電量が得られていることが分かる。

荷電部電流 $I_{ion} = 0.075 \text{ mA}$ 、集じん部電圧 $V_{coll} = 5 \text{ kV}$ で風速 v を変化させ測定した粒子透過率を図6に示す。図7に示す理論荷電量と透過率から計算した荷電量はほぼ一致し、集じん部が荷電量測定用コレクタとして適正に動作することが確認できた。集じん部電圧 $V_{coll} = 5 \text{ kV}$ 、風速 $v = 3.3 \text{ m/s}$ で荷電部電流 I_{ion} を変化させ測定した粒子透過率を図8に示す。図9に示す理論荷電量と透過率から計算した荷電量はごく小さい電流の領域を除き一致が見られ、5.4で仮定した理論荷電量の計算が $0.3 \sim 0.5$

μm の粒径の粒子に対して妥当であることが確認された。

6.3 粒径ごとの荷電量の計測

荷電部電流 $I_{ion} = 0.075 \text{ mA}$ 、風速 $v = 3.3 \text{ m/s}$ 、集じん部電圧 $V_{coll} = 5 \text{ kV}$ で粒径ごとに大気じんの透過率を測定した結果を図10に示す。透過率から計算した実測荷電量を図11に示す。

$0.3 - 10 \mu\text{m}$ を12区分に対数等分して、黒丸の実測荷電量に加えて、荷電部の条件から計算した電荷量を点線で図12に示した。比誘電率 ϵ_s は、凝集生成とみられる $1 \mu\text{m}$ 以下の粒子に対して12、破碎生成とみられる $2 \mu\text{m}$ 以上の粒子に対して3とするが、ここでは全粒径に渡り2つの比誘電率で計算した結果を示した。比誘電率の違いによる理論荷電量の違いは、実測荷電量との差異に比べ小さく、この後議論する実測荷電量と理論荷電量の乖離が粒径によって変化する原因として、比誘電率の変化の影響が大きいことが分かる。この結果を受けて以降の理論荷電量の計算には、比誘電率をそれぞれの両者の混合とみられる境界の粒径に対しては連続的に変化させた。

図13に拡散荷電量 q_d と電界荷電量 q_f を示した。1:1で加算している重みづけを変えると2つの荷電量特性曲線が交差する粒径は変わるが、合計は必ず下に凸の曲線になる。実測値は $2 \mu\text{m}$ で上に凸の結果になっているので、重みづけを見直しても実測値が乖離する結果は説明できない。

図14に示すように、パーティクルカウンタで測定した光学粒径 D_{op} に対して、荷電部条件から計算で求めた荷電量

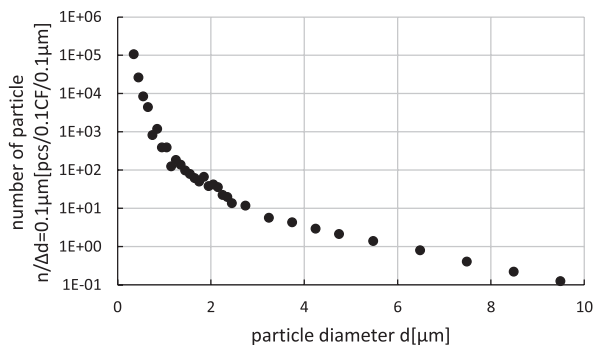


図2 大気じんの個数濃度分布
Fig.2 Atmospheric particles number concentration.

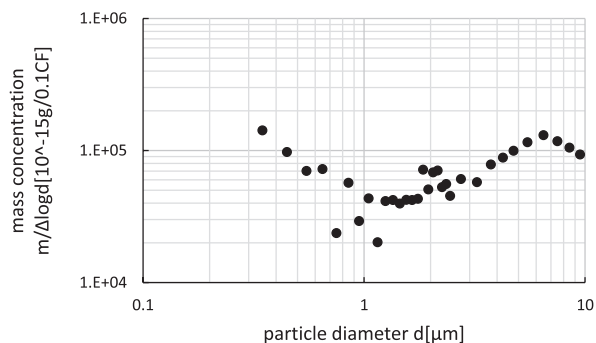


図3 大気じんの重量濃度分布
Fig.3 Atmospheric particles mass concentration.

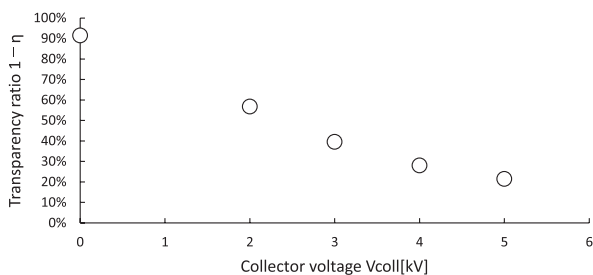


図4 コレクタテスト 粒子透過率電圧依存性
Fig.4 Collector test : collector voltage dependence of transparency ratio.

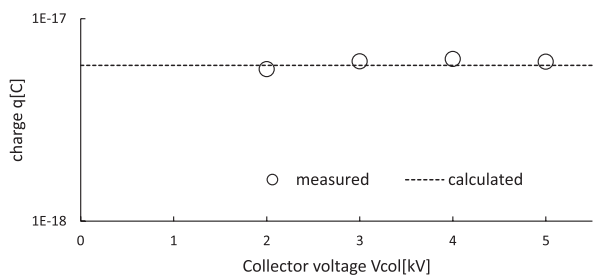


図5 コレクタテスト 帯電量電圧依存性
Fig.5 Collector test : collector voltage dependence of electrical charge.

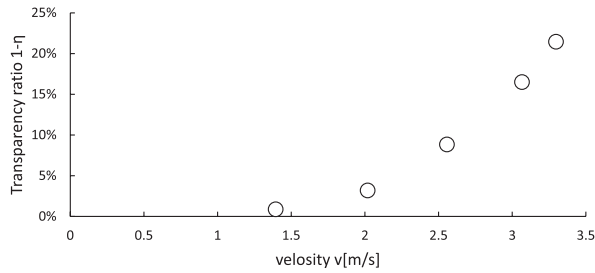


図6 コレクタテスト 粒子透過率風速依存性
Fig.6 Collector test : velocity dependence of transparency ratio.

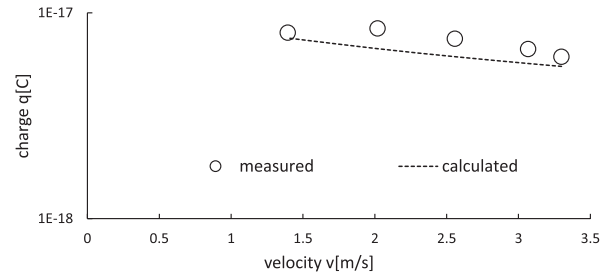


図7 コレクタテスト 帯電量風速依存性
Fig.7 Collector test : velocity dependence of electrical charge.

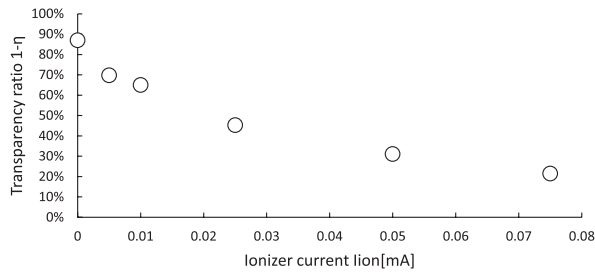


図8 粒子透過率放電電流依存性
Fig.8 Ionizer current dependence of transparency ratio.

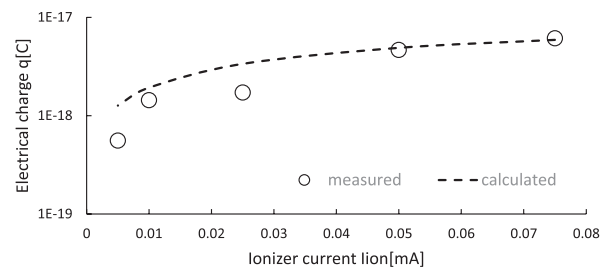


図9 帯電量放電電流依存性
Fig.9 Ionizer current dependence of electrical charge.

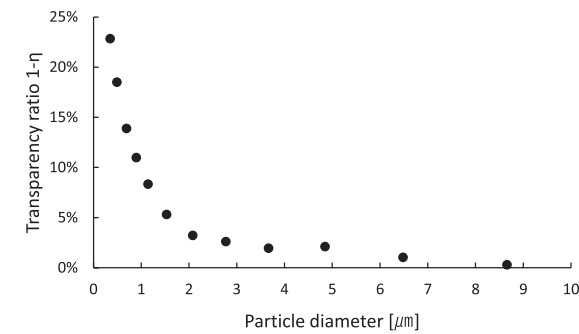


図10 粒子透過率粒径特性
Fig.10 Particle diameter dependence of transparency ratio.

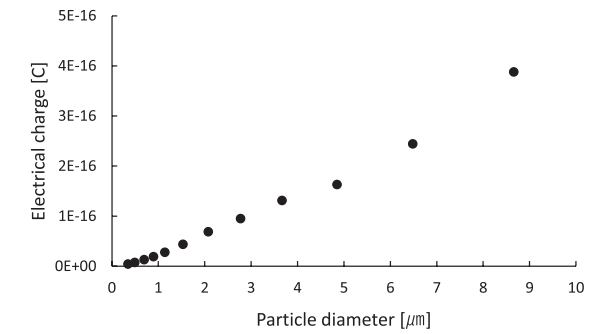


図11 帯電量粒径特性
Fig.11 Particle diameter dependence of electrical charge

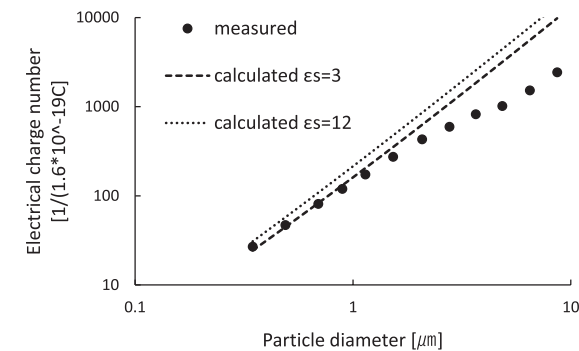


図12 帯電量粒径特性と誘電率違いの理論帯電量
Fig.12 Particle diameter dependence of electrical charge and theoretical one of differential dielectric constant.

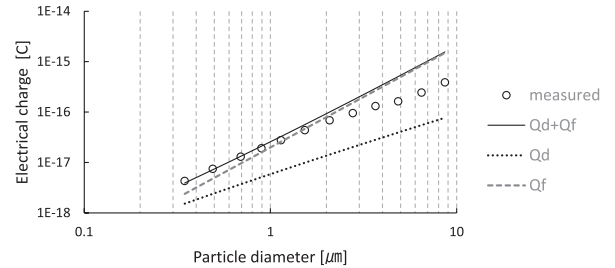


図13 拡散荷電と電界荷電と合計の理論帯電量
Fig.13 Diffusion charge and Field charge and sum of two.

に相当する粒径を電気集じん粒径 D_d と定義する。これらの差異の原因を仮の数値の粒径を用いて説明する。直径 $5 \mu\text{m}$ の球形粒子と同じ体積の立方体粒子がパーティクルカウンタで $7 \mu\text{m}$ と計測される。これは立方体の側方散乱が球形よりも強い、大きい粒子と見誤るためである。一

方空気力学粒径は、立方体の方が空気抵抗が大きく、沈降速度が遅いため小さな粒径として見誤る。直径 $5 \mu\text{m}$ の球形と同じ体積だが $4 \mu\text{m}$ の球形粒子と同じ沈降速度になるとすれば、 $4 \mu\text{m}$ の粒子のようにコレクタ内で振舞う。また、角が尖っている、気中への放電すなわち除電が起こり、球形粒子に比べ帯電量が減少するので、荷電部での帯電量はより小さい粒子と同様になる。この除電の効果により $4 \mu\text{m}$ 粒子が $3 \mu\text{m}$ 粒子と同じに荷電部、集じん部で

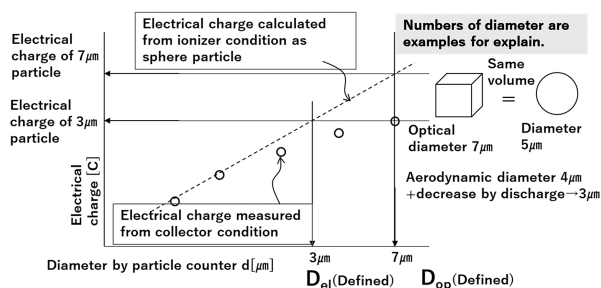


図 14 電気集じん粒径 Del の説明図

Fig.14 Explain picture of particle diameter about electrostatic precipitator Del.

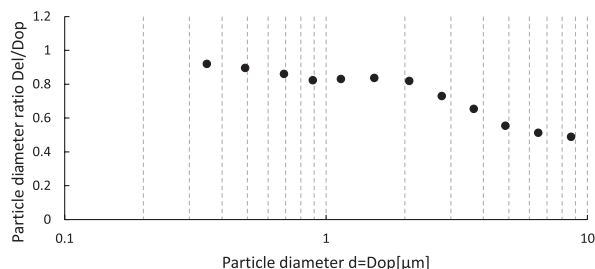


図 15 電気集じん粒径 Del と光学粒径 Dop の比

Fig.15 Particle diameter ratio Del/Dop.

振舞えば、光学粒径 $7\mu\text{m}$ の立方体粒子が電気集じんでは $3\mu\text{m}$ 粒子と見える。図 14 の定義に従って求めた電気集じん粒径 D_{el} と光学粒径 D_{op} の比を図 15 に示す。

$2\mu\text{m}$ 以上でこれらの粒径の比が大きくなり低下する。図 3 の結果で示した粒径分布と表 1 で示した粒径による組成の違いからくる形状差と対応している。 $2\mu\text{m}$ 以上は土壌由来の破碎生成による非球形粒子の領域に相当している。

光学粒径では大きく、空力粒径では小さく見えてしまうことから、両者の観測の違いはさらに大きくなる。また、粒径が大きいほど球形からの乖離も大きくなると考えると、比 D_{el}/D_{op} が粒径とともに 1 から離れていくことが説明できる。楕円体粒子の自己放電による除電現象¹⁰⁾も、この試験結果の説明と矛盾しない。

大きな粒径で理論集じん効率に比べ集じん効率が低下する再飛散現象があるが、 $3\sim 5\mu\text{m}$ の粒子の風速を $2.5\sim 3.3\text{ m/s}$ に変化させても実測荷電量に変動がなく、試験風速で再飛散が起きていないことを確認した。

また、高集じん効率のときに有効集じん電極面を通過しない漏れがあると Deutsch の式からの乖離が知られているが¹⁶⁾、 $0.3\sim 5\mu\text{m}$ の粒子に対して、風速を低下させたときに透過率が 3% 以下まで単調に減少し、漏れがないことを確認した。

7. まとめ

汚染発生源のない屋内の浮遊粉じんが大気じんと近い粒径分布を示した。発生機構の違いから $2\mu\text{m}$ を超える

と粒子形状が非球形となっていると見られる。これは光学系測定粒径と、コロナ放電荷電量から算出される空気力学粒径の違いが、 $2\mu\text{m}$ を境に生じる傾向と一致した。

電気集じんの性能評価に際して、 $0.3\sim 0.5\mu\text{m}$ の粒径の大気じんを対象とすることで、光学粒径と流体力学粒径の差は小さく、特段の配慮をせずに結果を用いることができる。一方、 $2\mu\text{m}$ を超える粒径の大気じんについて性能を評価するときには、パーティクルカウンタの指示する粒径が大きい方に偏っている可能性を考えておく必要がある。また、非球形形状による集じん性能の低下を見込んでおかなければならない。これらのことを測定用の標準粒子ではなく、家庭用空気清浄機が使用される実空間での測定から明らかにすることができた。

参考文献

- 1) 静電気学会編：静電気ハンドブック，p.45，オーム社（2006）
- 2) 環境省水・大気環境局中央環境審議会：大気環境部会微小粒子状物質環境基準専門委員会報告，第 1 章 p.1（2009）
- 3) 国立天文台編：理科年表，p.530，丸善（1990）
- 4) ニッタ株式会社：パーティクルカウンター（微粒子計測器）測定原理，モニタリング製品サイト（2018）<http://www.nitta-monitoring.com/particle/particle-principle/>，（2018-01-24）
- 5) 末元好郎：レーザー散乱による非球形粒子の計測，光学，**20**（1991）564
- 6) 浅野正二：大気微粒子—特に非球形粒子—による光散乱特性の研究，天気，**28**（1981）729
- 7) 遠藤茂寿：粉粒体の粒径と形状の測定と解析，資源と素材，**109**（1993）841
- 8) B.Y.H.Liu and H.Yeh: On the theory of charging of aerosol particles in an electric field. J.of Applied Physics, **39**（1968）1369
- 9) W.B.Smith and J.R.McDonald: Development of a theory for the charging of particles by unipolar ions. J.Aerosol Sci., **7**（1976）151
- 10) 水野 彰：粒子帯電量の制御技術，エアロゾル研究，**2**（1987）88
- 11) 永吉健太郎，野崎優介，栗田加奈絵，中村陽平，江原由泰：電気集じん装置における絶縁被覆接地電極の放電特性と荷電性能，静電気学会誌，**44**（2020）14
- 12) H.J.White.: Industrial Electrostatic Precipitation, Addison-Wesley Publishing Co., California（1963）
- 13) M.Pauthenier and M.Moreau-Hanot: Spherical particles in an ionized field, J.Phys.Radium, **3**（1932）590
- 14) B. L.Hinkle: Acceleration of particles and pressure drops encountered in horizontal pneumatic conveying, Dissertation, Ph. D., Georgia Inst. Technol., Virginia（1953）
- 15) K.T.Whitby: The physical characteristics of sulfur aerosols. Atmospheric Environment, **12**（1978）135
- 16) 藤村謙祐，足立宜良：電気集じん装置における Deutsch の式の修正式の検討，静電気学会誌，**6**（1982）312