

# 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

永吉 健太郎<sup>\*、1</sup>, 野崎 優介<sup>\*</sup>, 栗田 加奈絵<sup>\*</sup>, 中村 陽平<sup>\*</sup>, 江原 由泰<sup>\*\*</sup>

(2019年9月12日受付; 2019年12月11日受理)

## Discharge Characteristics and Electric Charge Performance of Insulation coating GND-electrodes in Electrostatic Precipitator

Kentaro NAGAYOSHI<sup>\*、1</sup>, Yusuke NOZAKI<sup>\*</sup>, Kanae KURITA<sup>\*</sup>,  
Yohei NAKAMURA<sup>\*</sup> and Yoshiyasu EHARA<sup>\*\*</sup>

(Received September 12, 2019; Accepted December 11, 2019)

The current and the amount of ozone of the ground electrode covered with insulation are 1/10 of that of the uncovered electrode. The characteristics of the pulse current, which appears to be due to the dielectric breakdown of the coating, were investigated in detail. As the applied positive voltage increased, the frequency of small pulses with a constant charge amount increased. When the voltage was further increased, the frequency of small pulses became constant, whereas the frequency of large pulses with various sizes was appeared. When the frequency of large pulses was sufficiently high, the amount of charge it produced exceeded that of the DC corona, with the same average current as that of pulses. When the charge amount of the pulse was negative, a proportional relationship was obtained between the time during which particles stayed in the discharge space and the charge amount. These results establish that the pulse current is due to negative ions produced by the electrons generated by the insulation breakdown of the ground electrode.

### 1. はじめに

電気集じん装置は小さな送風抵抗で微粒子が除去できるため、産業用の集じん装置として多く用いられている<sup>1)</sup>。空気中での放電現象により、オゾンの発生を伴うため、集じんとともにオゾンが脱臭や除菌などに利用できるときに有効である<sup>2)</sup>。しかし、居住空間で用いる場合には、室内オゾン濃度を低く抑えることが必要であり、オゾン分解手段を併用するなどの工夫がされている。分解手段が不要なほどにオゾン発生量を低減できれば、居住空間用の集じん装置として適用範囲が広がることが期待される。そこで、オゾンの低減につながる荷電電極の構造を考案し試験を行った。

オゾンを低減するために、オゾン生成量にほぼ比例する放電電流を低減し、放電電流あたりの荷電効率を高めるためにイオン密度の高いパルスを用いた方法で発生させた。

1段式電気集じん装置の接地電極に捕集した粉じんによる逆電離現象は、高圧電極から放出されたイオンおよび荷電された粒子を中和することで、荷電量の低下を引き起こす<sup>3)</sup>。2段式電気集じん装置では、1段目の荷電部での捕集は少ないので、逆電離の問題は起こりにくい。高抵抗捕集粒子層の代わりに接地電極を絶縁被覆した荷電部構造として意図的に強力な逆電離現象を起こすことを考えた。これにより通常の直流コロナとは異なるパルス荷電相当のイオン空間が出現する可能性がある。この構造の放電電流特性と荷電量、オゾン生成量について測定した結果を報告する。

### 2. 実験方法

#### 2.1 実験装置

試験には、通風せずに放電電流波形を観察する1組の放電対向電極と、荷電量、オゾン量測定用に4組の放電対向電極を並列配置したものの二通りを用いた。

放電電極の形状はタンゲステン製ワイヤおよびニードル(日本工業規格 JIS A5508 (2009) くぎ, 鉄丸くぎ N45)で、絶縁被覆材料は粘着層と複合された厚さ 0.2 mm 軟質塩化ビニル (PVC) と厚さ 0.08 mm テフロンを用いた。電極間距離はワイヤの時に 6 mm, ニードルの時に 3 mm とした。電流パルス観測装置を図 1 に示す。

次に荷電量等測定時の試験品を図 2 に、荷電量測定用にコレクタ、送風装置を接続した装置を図 3 に示す。絶

キーワード: 電気集じん, 絶縁破壊, パルス電流, オゾン

\* 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

\*\* 東京都市大学工学部電気電子通信工学科

(〒158-8557 東京都世田谷区玉堤 1-28-1)

Tokyo City University, Electrical, Electronics and Communication Engineering, 1-28-1, Tamadutumi, Setagaya-ku, Tokyo 158-8557, Japan

<sup>1</sup> nagayoshi.kentaro@fujitsu-general.com

DOI: <https://doi.org/10.34342/iesj.2020.44.1.14>

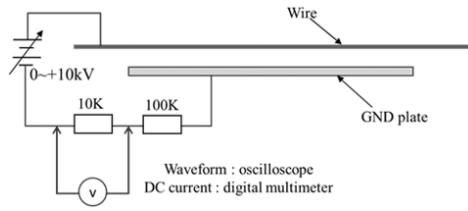


図1 パルス観測装置  
Fig.1 Setup for pulse observation.

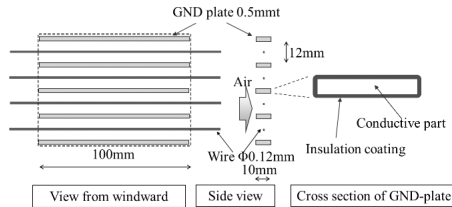


図2 荷電量測定時の試験品  
Fig.2 Test ionizer for measuring electric charge.

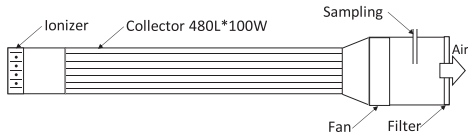


図3 荷電量測定装置  
Fig.3 Setup for measuring electric charge.

縁被覆材料には、短時間では物理的に穴が開いて火花放電に至ることのない厚さ 0.2 mm 軟質 PVC を用いた。

荷電量測定用のコレクタ電極<sup>4)</sup>は、長さ  $L=480$  mm、幅  $w=100$  mm、電極間隔  $h=8$  mm、印加電圧  $V_c=5$  kV、下流に送風機とオゾン分解用フィルタが接続されている。TSI 製パーティクルカウンタ 9306-V2 で出口粒子濃度を、ダイレック製オゾンモニター Model1100 でオゾン濃度を送風機下流の孔からサンプリングする。風量は送風機の入力電圧を可変とし、testo 製ベーン式風量計 417 により求めた。

## 2.2 測定手順

電流パルスは、印加電圧を変えながら図1の 10 kΩ の電圧降下を TEXIO 製オシロスコープ DCS-2204E で観測し、高さ、半値幅、発生頻度を測定した。パルス間隔は、数秒以上の長いものはオシロスコープのシングルトリガーとストップウォッチで計測。短いものは、トリガーをかけずに任意に停止した画面に現れるパルス数を停止して取得した画面の総時間の比から求めた。例えば、100 ms の画面を 100 回取得して総時間 10 秒の中にパルスを 20 個検出した場合、平均パルス間隔 0.5 秒とした。

絶縁被覆材料の表面観察は、KEYENCE 製デジタルマイクロスコープ VHX-6000 で行った。

荷電量測定は、大気じんを用い、絶縁被覆有無それぞれ

れで、印加電圧、風量を変えながら図3のコレクタ出入口の粒子濃度  $C, C_m$  を測定、以下の計算式<sup>5)</sup>で荷電量  $q$  を計算した。

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。

$$\frac{dC}{dx} = -\frac{v_y}{hv_x} C \quad (1)$$

粒子の密度  $\rho$ 、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、

$$m \frac{dv}{dt} = qE - \frac{C_D S \rho_f v^2}{2} \quad (2)$$

ここで、 $S (= \pi d^2/4)$  は粒子の投影面積、 $\rho_f$  は流体の密度である。

$C_D$  はストークス域すなわちレイノルズ数  $Re < 2$  の整流の範囲で、 $C_D = 24/Re$ 、 $Re = d v \rho_f / \mu$  となるので<sup>6)</sup>、空気の粘性係数  $\mu$ 、カニングガムの補正係数  $C_m$  として

$$v = \frac{qEC_m}{3\pi\mu d} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{3\pi\mu dt}{m}\right) \right\} \quad (3)$$

これを式(1)に代入すれば、

$$\frac{dC}{dx} = -\frac{v_y}{hv_x} C = -\frac{v_s}{hv_x} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{18\mu t}{d^2\rho}\right) \right\} C \quad (4)$$

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

$$v_s = \frac{qEC_m}{3\pi\mu d} \quad (5)$$

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

$$C = C_m \exp\left[\left(\frac{v_s}{hM}\right)\left\{1 - \frac{Mx}{v_s} - \exp\left(-\frac{Mx}{v_s}\right)\right\}\right], M = \frac{18\mu}{d^2\rho} \quad (6)$$

後述する数値例で示すように、 $1 \ll Mx/v_s$ 、 $\exp(-Mx/v_s) \approx 0$  であり、式(6)は次の式に近似される。

$$C = C_m \exp\left(-\frac{v_s x}{hv_x}\right) \quad (7)$$

$x=L$  での出口濃度  $C$  から集じん効率  $\eta$  が定義される。

$$\eta = 1 - \frac{C}{C_m} \quad (8)$$

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  $E=V/h$  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。

$$q = -\ln(1-\eta) \frac{3\pi h^2 \mu dv_x}{VLC_m} \quad (9)$$

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<sup>7)</sup>から計算した。

実測されている数値での計算例を示す。

コレクタ電圧  $V=5000$  V, コレクタ奥行  $L=0.50$  m, カニガムの補正係数  $C_m=1.41$ , 粉じんの粒径  $d=3.87 \times 10^{-7}$  m, 大気圧の平均自由行程  $\lambda=6.21 \times 10^{-8}$  m, 温度  $T=298$  K, 空気の粘性  $\mu=1.82 \times 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/s, コレクタ電極間距離  $h=0.08$  m, コレクタ内の主流方向粒子速度  $v_x=3.3$  m/s とする。

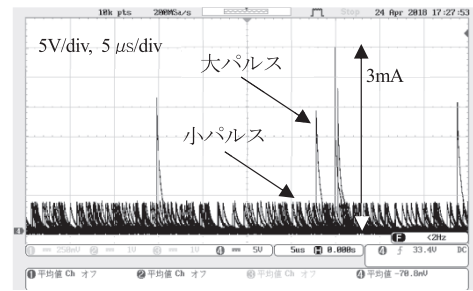
式(9)は、 $q=3.98 \times 10^{-18} \{-\ln(1-\eta)\} [C]$  となり、集じん効率  $\eta=75\%$  のときには、 $q=5.50 \times 10^{-18}$  C, 電気素量  $e=1.6 \times 10^{-19}$  C で除して得られる 34 個の電荷が帯電していることになる。

オゾン濃度の測定は、絶縁被覆の有無それぞれで電流と風量を変えながら行った。

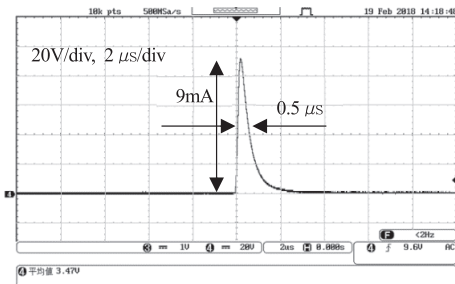
### 3. 実験結果

#### 3.1 放電電流特性

図1に示したパルス観測装置で 6.3 kV 印加、残像時間を 2.5 s としたパルス波形群を図4 (a) に示す。残像表示にしたのは小さなパルスと大きなパルスが混在しているときの頻度や大きさの差を見やすくするためである。絶縁被覆には集じん効率測定時と同じ厚さ 0.2 mm の軟質 PVC を用いた。ピーク電流 0.5 mA の小さなパルスの中に少数のピーク電流 2 mA 以上の大きなパルスが混在している。この大小のパルスは、大きさだけでなく、印加電圧に対する発生頻度やパルス高さの特性が異なり、それぞれ別の発生メカニズムが考えられる。印加電圧 7.6 kV の時に発生したパルスの波形のうち大きなパルス一つを捉えたものを図4 (b) に示す。絶縁被覆材料は 0.08 mm 厚さのテフロンである。これは軟質 PVC に比べてパルスが発生しやすく、波形の観測、パルス頻度や電圧特性の計測に適しているためである。以降のパルス特性の観測は被覆材料を 0.08 mm 厚テフロンで行った。印加電圧を 5.9 kV に固定し、小さなパルスの間隔を測定、印加電圧を 7.9 kV まで変化させながら同様に小さなパルスの間隔を測定した。7.3 kV 以上では大きなパルスも発生するが、小さなパルスは高さが一定で、容易に区別できる。この結果を図5に示す。図に示していないが、小さなパルスのピーク電流は 6~8 kV の範囲でほぼ 0.12 mA で一定であった。低い電圧で発生する小さなパルスの間隔は



(a) 残像時間 2.5 s の大パルスと小パルスの波形  
(a) Big and small pulses on persistence 2.5 s.



(b) 1つの大パルスの波形  
(b) One big pulse.

図4 パルス波形  
Fig.4 Pulse form.

6.4 kV まで指数関数的に縮まり、その後一定になる。パルスの大きさは印加電圧、頻度によらず一定である。これらは絶縁被覆表面に蓄積した電荷を絶縁体の破壊により中和する電流だと考える。この時のパルスの大きさ 0.12 mA は図4 (a) の小パルスの大きさ 0.5 mA と異なる。被覆材料の厚さ、材質の違いによる絶縁破壊時の電界強度、蓄積電荷量の違いを反映していると思われる。

大きなパルスのピーク値と頻度の関係を図6に、パルス間隔と頻度の関係を図7に示す。ピーク値は 6 mA が最頻で大電流側に分布が偏り、発生間隔は 8 s に最頻値がある。これらは接地電極の絶縁材の表面にたまった電荷によって絶縁材が絶縁破壊し、沿面、気中の放電で発生したパルスだと考えている。パルス頻度はコロナ放電によって絶縁材に電荷がたまる速度やピンホールなど構造による絶縁破壊のしやすさと関係していると思われる。

図8に印加電圧を変化させたときの大きなパルスの発生間隔、ピーク電流を示す。7.1 kV から発生し始め、印加電圧に対して直線的にピーク電流が大きくなる。パルスピーク電流と半値幅と発生頻度の積として求めた平均電流と、印加電圧の関係を小さなパルスも含めて図9に示す。大きなパルスの平均電流は 7.8 kV までは小さなパルスの数分の1だが、7.9 kV で急増し、数倍になる。

放電点を局所に限定して放電光や放電痕、パルス発生の際時変化を確認しやすいように、放電極をニードル、被覆材料を軟質 PVC にした。印加電圧を変化させたと

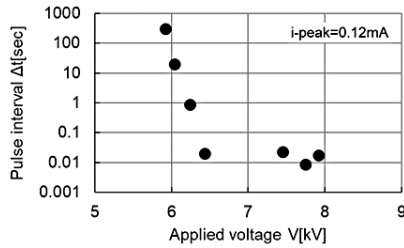


図5 小パルスの間隔と印加電圧の関係  
Fig.5 Pulse interval by applied voltage.

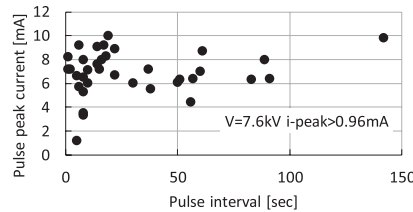


図6 大パルスのピーク値と頻度  
Fig.6 Peak current as a function pulse interval.

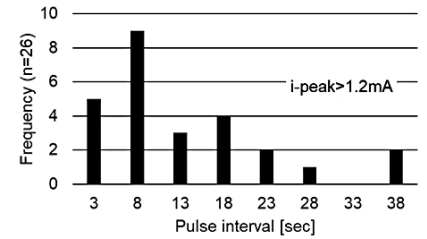


図7 大パルスのパルス間隔と頻度  
Fig.7 Pulse number of short interval.

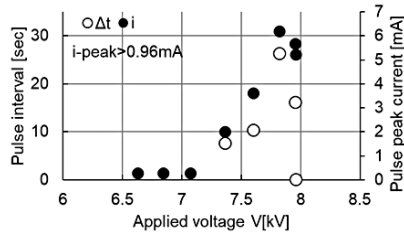


図8 印加電圧に対するパルス間隔とピーク電流  
Fig.8 Pulse interval, peak current by applied voltage.

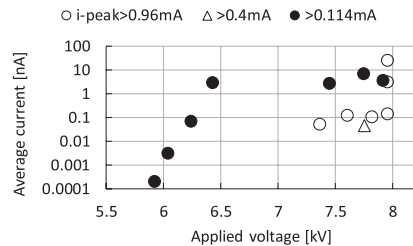


図9 大小パルスの平均電流と印加電圧の関係  
Fig.9 Average current by applied voltage.

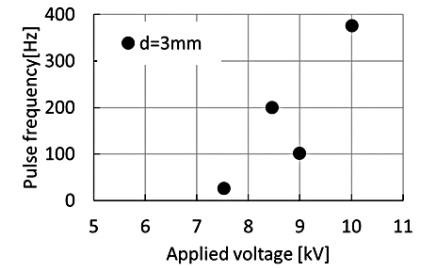


図10 ニードル電極での印加電圧とパルス頻度  
Fig.10 Needle pulse frequency by applied voltage.

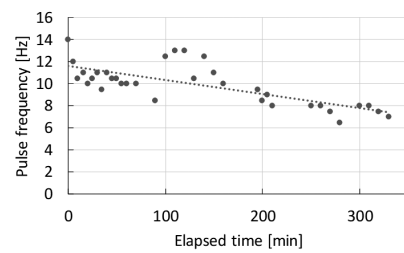
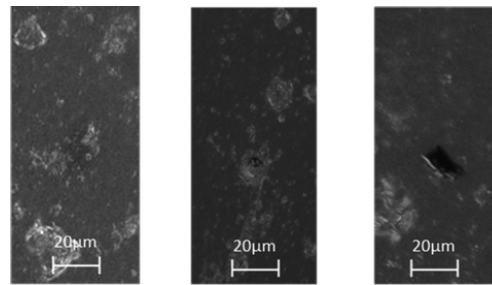


図11 ニードル電極でのパルス頻度の時間変化  
Fig.11 Needle pulse frequency by elapsed time.



(a) before big pulse (b) in 1 min (c) after 30 min

図12 軟質PVC表面の顕微鏡写真  
Fig.12 Soft PVC surface by microscope.

きのパルス発生頻度を図10に、印加電圧を9kV一定にした時のパルス発生頻度の時間変化を図11に示す。図11の点線は測定点を直線で近似して、時間変化の傾向を表したものである。

パルスの発生頻度は印加電圧とともに増加するが、一定電圧の元では、時間とともに減少している。発生頻度の減少の間、ピーク電流値には変化がなかった。発生減少の原因を探るために、被覆表面の状態の時間変化を顕微鏡観察した。

図12(a)は大パルス発生直前で、薄く広い範囲に変色が見られる。(b)は大パルス発生1分以内で、狭い領域に濃い変色が見られる。(c)は30分間の大パルス発生後で、濃い変色領域が大きくなっていく様子が見られる。放電痕の拡大が見られることから、絶縁破壊の箇所が徐々に移動していき、破壊しやすい箇所が減っていく

ことがパルスの減少の原因ではないかと考える。一方、パルス頻度の変動や休止期間後に回復する場合があります、必ずしも不可逆的な変化だけがパルス発生を左右しているわけではない。絶縁破壊前後の状態変化による大パルス電流の頻度の変化は集じん効率の変化を引き起こすことが考えられる。小パルスの変化が見られる可能性もある。このようなデータは重要であり、今後はこれらの試験を継続し、比較・考察できるようにしていきたい。

### 3.2 荷電量

図2に示した試験品を図3の送風装置、コレクタを連結した測定装置にてコレクタ出入口粒子濃度の変化から透過率 $1-\eta$ を測定した。0.3~0.5 $\mu\text{m}$ 粒子透過率の風量変化の結果を図13に示す。実測集じん効率から計算した荷電量と試験電圧電流条件でのコロナ放電による荷電量理論値の関係を図14<sup>8)</sup>に示す。実測の荷電量は極性が



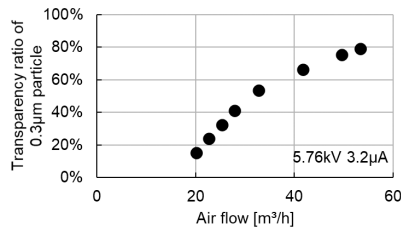


図13 透過率の風量特性  
Fig.13 Transparency ratio characteristics for air flow.

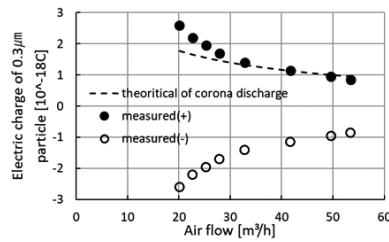


図14 荷電量の風量特性, 平均電流 3.2 μA  
Fig.14 Electrical charge by air flow, average I = 3.2 μA.

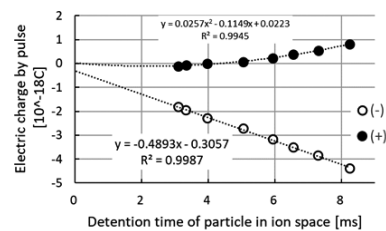


図15 粒子の滞留時間とパルス荷電量の関係  
Fig.15 Detention time v.s. electric charge by pulse.

不明なので、正と負のそれぞれを記した。

放電条件から求める理論荷電量には、Pauthenierの式の電界荷電量  $q_r$  と Whiteの式の拡散荷電量  $q_d$  から総合荷電量  $q = q_r + nq_d, n=1$  として求めた。

有電界下の拡散荷電については Liu and Yeh<sup>9)</sup>, Smith and McDonald<sup>10)</sup>の研究があり、 $n=1\sim 2$ の諸説がある。対象粒径や電界強度などの本報の試験条件では、粒子形状が球形とすると、上式  $n=1$  が実測値とよく整合することを筆者らが確認している<sup>4)</sup>。

図15<sup>8)</sup>にイオン空間の滞留時間と測定された荷電量からコロナ放電による理論荷電量を差し引いたパルス荷電量の関係を示す。

ここで、理論コロナ荷電量は正極性であり、実測荷電量は正極性の場合と負極性の場合の両方で計算している。実測荷電量を正極性とした場合には、パルス荷電量がイオン空間通過時間に対して放物線で近似されるが、負極性とした場合には、比例関係となる。

### 3.3 オゾン生成量

荷電量の測定と同じ図2の試験品と図3の測定装置を使い、接地電極の絶縁被覆の有無の違いによる電流とオゾン濃度の測定結果を図16に示す<sup>8)</sup>。また、集じん効率とオゾン濃度で整理した結果を図17に示す<sup>8)</sup>。図16、図17の被覆有無のそれぞれの最大電流点と最大集じん効率点は同じ試験条件である。それらの電圧、電流、消費電力を図中に示す。図17の測定では風量を変化させていて、低風量時は集じん効率が高く、オゾン濃度は風量に反比例して高くなる。

絶縁被覆の有無によらず、電流とオゾン濃度はほぼ比例の関係が見られた。絶縁被覆により同じ集じん効率でオゾン濃度が大幅に抑制される理由は、小さい電流で荷電できるためと言える。なお今回の試験では長くても5時間程度の運転時間であり、軟質PVCへのオゾン暴露の影響はないと考えるが、今後低濃度でも長時間暴露された時の影響について確認していきたい。

## 4. 考察

### 4.1 発生電荷量と帯電量の比較

試験に用いた大気じん粒子の重量比、表面積比を表1に示す。0.1 μm未満と5 μmを超える粒径の粒子の重量比は十分に小さいとして無視している。

粒子荷電量が粒子表面積に比例することを考慮して、全粒径総荷電量 (Total charge)  $Tc, 0.3\sim 0.5\ \mu\text{m}$  粒子濃度  $N_{0.3} = 3.0 \times 10^7/\text{m}^3$ , 荷電領域体積  $V_i = 4.8 \times 10^{-5}\ \text{m}^3$ , 1個当たり荷電量/表面積比  $Rcs$  とすると、次の式となる。

$$Tc = N_{0.3} V_i Rcs \tag{10}$$

図14, 15の条件で放電による発生電荷が粒子帯電に利用された比率は表2のようになる。ここで Charge/particle は1粒子あたりの帯電量で、Pulseについては実測集じん効率から算出。DC coronaについては、試験品の運転条件を3.2で引用しているPauthenierとWhiteの理論荷電量の式から算出。Current chargeは1粒子当たりの電流から求めた電荷で、Pulseについては1パルスの電荷量を電流波形の時間積分で求め、パルス頻度との積から平均電流を計算、粒子数で除した。DC coronaについてはマルチメータで実測された平均電流を使用。Utilization ratioは電流電荷の粒子帯電への利用率で、Total chargeとCurrent chargeの比として定義した。利用率の違いが小電流でも高いパルス荷電帯電量につながっている。逆電離現象で放電極性と逆極性のイオンが放出される<sup>3)</sup>ことと図15で比例関係が得られたことから、パルス荷電量を負極とした。

一般の電気集じん装置の接地電極の高抵抗粒子層逆電離現象で発生する逆極性のイオンと比較する。この場合、絶縁破壊電界強度が低いパルスが高頻度、低電流となるのでイオンの密度が少なくなる。よって放電極で発生した高電流コロナによるイオンをいくらか中和減少させる程度である。一方、今回の試験品の構造では、放電極から発生するイオンは少ない。しかし、絶縁破壊電界強度の高い被膜で低頻度高電流の絶縁破壊を引き起こ

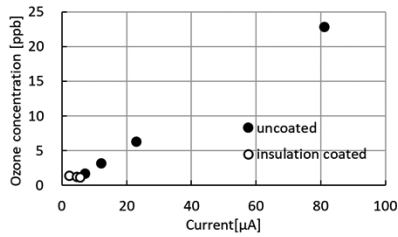


図 16 電流とオゾン濃度の関係  
Fig.16 Ozone concentration characteristics for current.

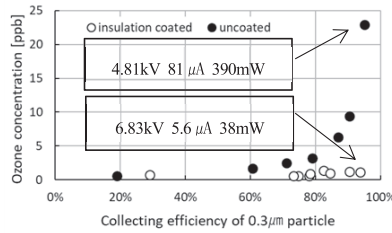


図 17 集じん効率とオゾン濃度の関係  
Fig.17 Ozone concentration characteristics for collecting efficiency.

す。これがはるかに高い密度のイオンをもたらす。

次に、アーク放電のような高密度イオンと比較する。アーク放電では両極の狭い領域間を結ぶので、イオンの空間的な広がりが少ない。そのため、イオンのない空間を粒子が通ってしまうと荷電されず、電気集じん装置の荷電部としては不適である。一方、今回の試験品の構造では、接地電極の被覆表面全体からイオンが発生すること、ドリフト速度が遅くイオン同士の斥力で広く拡散することが見込まれる。よって電気集じん装置に適した高い荷電効率が実現される。

#### 4.2 パルス発生頻度と荷電量関係

イオンのドリフト時間 (~10 μs) は粒子の通過時間 (~10 ms) より十分短い。粒子がイオンと接触する頻度はパルスの発生頻度と同等であり、パルスの暴露回数は荷電量に比例する。しかし、粒子のパルス暴露回数が1回未満のときには、荷電されない粒子があり、荷電総量が同じでも平均的に荷電された時よりも集じん効率は低下する。暴露回数の少ない高風速域でも実測集じん効率から計算される平均荷電量と比例関係が成立している。このことから、粒子間の電荷の移動による荷電量の平均化が行われている可能性がある。

イオンのドリフト速度から、イオンが電極間を移動する時間はパルス時間幅より十分長い。イオンが狭い空間に分布し、ゆっくりと電極間を移動していくと考えられる。このイオンの移動時間も粒子の速度に比べ十分に速いので、静止している粒子を高密度イオン塊が横断していくとみなせる。

処理空気の流速が速いときには十分なパルス頻度が確保できず、大幅な荷電量の低下が見られた。また、粒子濃度や湿度が絶縁被覆への電荷の蓄積、パルス頻度に影響することが考えられるが、これらについてはまだ十分なデータが取得できていない。これらに加え、今後、帯電粒子の極性測定による荷電極性の確認や絶縁破壊の経路、時間変動要因を解明し、電気集塵装置として利用できるよう長期間安定してパルスが発生する材質、絶縁破壊を制御可能な構造について検討していきたい。

表 1 大気じん粒子の重量比、表面積比  
Table 1 Particle ratio of weight and surface.

Particle diameter [μm]	Weight ratio	Surface ratio
0.3~0.5/0.1~5	15.3%	17.5%

表 2 電荷の利用率  
Table 2 Electric charge using ratio.

Unit [C]	Pulse	DC corona 3.2 μA
Charge/particle	$5.7 * 10^{-18}$	$2.7 * 10^{-18}$
Total charge	$3.6 * 10^{-14}$	$5.7 * 10^{-14}$
Current charge	$3.0 * 10^{-10}$	$2.6 * 10^{-8}$
Utilization ratio	0.012%	0.00022%

### 5. まとめ

オゾン低減につながる荷電電極の構造として、平板金属の接地電極を軟質 PVC やテフロンなどの絶縁物で被覆する構造を考案した。放電極はワイヤやニードルなどのコロナ放電に用いられる電極とした。この構造の荷電量、オゾン生成量について測定した。同じ荷電量、集じん効率となる電流、電力、オゾン濃度が、絶縁被覆のない接地電極の場合の約 1/10 になった。これは高密度イオン空間を作り出すパルス状の放電が発生するためと考えられる。この構造の放電電流特性を測定したところ、ピーク電流 6 mA 程度のパルスが観測された。荷電量の測定では、放電極に印加した極性とは逆極性のパルス電流により荷電されているとすると、パルス暴露頻度と荷電量に比例関係が得られた。意図的に強力な逆電離現象を引き起こすことができていると見られる。

#### 参考文献

- 1) 小田哲治：静電気ハンドブック，静電気学会編，p.27，オーム社 (2006)
- 2) 杉光英俊：オゾンの基礎と応用，光琳 (2004)
- 3) 増田閃一：電気集じん器における逆電離現象．電気学会誌，**80** (1960) 1482
- 4) 永吉健太郎，栗田加奈絵：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関係に関する考察．第 19 回静電気学会春期講演会論文集，p.1，静電気学会 (2018)
- 5) 水野 彰：静電気ハンドブック，静電気学会編，p.48，オーム社 (2006)
- 6) 化学工学協会：化学工学便覧，改訂 4 版，(1978)，p.1054，丸善
- 7) Hinkle, B. L., Dissertation, Ph. D., Georgia Inst. Technol., (1953)
- 8) 永吉健太郎，栗田加奈絵：絶縁被覆接地電極とワイヤ高圧電極の荷電性能に関する研究．静電気学会講演論文集 2018，p.111，静電気学会 (2018)
- 9) Liu and Yeh: On the theory of charging of aerosol particles in an electric field. J.of Applied Physics, **39** (1968) 1369
- 10) Smith and McDonald: Development of a theory for the charging of particles by unipolar ions. J.Aerosol Sci., **7** (1976) 151