

絶縁被覆接地電極荷電装置における  
高効率化とオゾン抑制に関する研究

2021年9月

永吉 健太郎



# 絶縁被覆接地電極荷電装置における高効率化とオゾン抑制に関する研究

目次

記号

## 第1章 序論

### 1-1 研究背景

1-1-1 PM2.5による大気環境汚染

1-1-2 家庭用空気清浄機での対応

1-1-3 フィルタ除去方式

1-1-4 電気集じん方式

### 1-2 研究の現状

1-2-1 フィルタの改善研究

1-2-2 電気集じんの改善研究

### 1-3 本研究の目的

### 1-4 本論文の概要

参考文献

## 第2章 理論荷電量と集じん理論

### 2-1 緒言

### 2-2 集じん理論

### 2-3 荷電理論

2-3-1 拡散荷電

2-3-2 電界荷電

2-3-3 拡散荷電と電界荷電の総合

### 2-4 結言

参考文献

## 第3章 荷電量測定

### 3-1 緒言

### 3-2 荷電量, 集じん効率の諸要素の影響

3-2-1 荷電量への影響

3-2-2 集じん効率への影響

### 3-3 従来型荷電装置の荷電量

3-3-1 実験装置

3-3-2 従来型荷電装置の荷電量の測定方法

- 3-3-3 従来型荷電装置の荷電量の理論値との比較
- 3-4 非球形粒子の影響
  - 3-4-1 大気じんの組成
  - 3-4-2 光散乱粒径と空気力学径
  - 3-4-3 実験方法
  - 3-4-4 大気じんの粒径特性
  - 3-4-5 非球形粒子の相当粒径
- 3-5 結言
  - 参考文献

#### 第4章 絶縁被覆接地電極荷電装置の荷電モデル

- 4-1 緒言
- 4-2 パルス電流をイオン発生有無の時間で考えるモデル
  - 4-2-1 時間分割モデル
  - 4-2-2 時間分割モデルでのイオンと粒子の衝突頻度
- 4-3 高イオン密度の荷電モデル
- 4-4 低電界強度拡散荷電増加モデル
  - 4-4-1 電界強度による荷電量変化
  - 4-4-2 荷電部構造の仕様
  - 4-4-3 絶縁被覆接地電極荷電装置の電界強度
- 4-5 結言
  - 参考文献

#### 第5章 絶縁被覆接地電極荷電装置の荷電効率とオゾン生成量

- 5-1 緒言
- 5-2 実験装置および実験方法
  - 5-2-1 荷電量
  - 5-2-2 荷電極性
  - 5-2-3 オゾン生成量
- 5-3 荷電量と荷電極性
  - 5-3-1 JIS 粉体について
  - 5-3-2 JIS Z8901 11種の元からの帯電量と帯電極性
  - 5-3-3 従来型荷電装置の集じん性能と荷電極性（対照試験）
  - 5-3-4 絶縁被覆接地電極荷電装置の集じん性能
  - 5-3-5 絶縁被覆接地電極荷電装置の荷電極性
- 5-4 オゾン生成量

- 5-4-1 試験方法とバックグラウンド(BG)
- 5-4-2 試験品「被覆あり」荷電部のオゾン生成量
- 5-4-3 対照「被覆なし」荷電部のオゾン生成量
- 5-4-4 被覆有無の比較
- 5-5 オゾン低減率の算出
- 5-6 結言
- 参考文献

## 第6章 結論

謝辞

研究歴

## 記号

a	: 粒子半径	[m]
C	: 粒子濃度	[pcs/m <sup>3</sup> ]
C <sub>i</sub>	: イオンの個数密度	[pcs/m <sup>3</sup> ]
C <sub>T</sub>	: イオンの熱運動速度の二乗平均値	[m/s]
C <sub>D</sub>	: 抵抗係数	
C <sub>m</sub>	: カニンガムの補正係数	
d	: 粒子の直径	[m]
d <sub>L</sub>	: 局在イオン層の厚さ	[m]
D	: 矩形波のデューティ	
D <sub>el</sub>	: 電気集じん粒径(本論文で定義)	[m]
D <sub>op</sub>	: 光学粒径	[m]
e	: 電気素量	[C]
E	: 電界強度	[V/m]
E <sub>m</sub>	: 最大電界強度	[V/m]
f	: 矩形波の繰返し周波数	[Hz]
g	: 荷電部電極間隔	[m]
h	: コレクタ電極間隔	[m]
I	: 電流	[A]
I <sub>p</sub>	: ピーク電流	[A]
j	: 電流密度	[A/m <sup>2</sup> ]
j <sub>ℓ</sub>	: 電流の線密度	[A/m]
k <sub>M</sub>	: Matt の修正式の係数	
K <sub>B</sub>	: ボルツマン定数	
L	: 長さ	[m]
L <sub>w</sub>	: ワイヤの長さ	[m]
n	: 帯電数	
n <sub>s</sub>	: 飽和帯電数	
N	: 個数	[pcs]
m	: 質量	[kg]
M	: = 18 μ / d <sup>2</sup> ρ (本論文で定義)	[1/s]
P	: ガス圧力	[atm]
p	: 粒子の誘電率に関する係数	
q	: 荷電量, 帯電量	[C]
q <sub>d</sub>	: 拡散荷電量	[C]

$q_f$	: 電界荷電量	[C]
$q_m$	: 擬似飽和帯電量	[C]
$q_{total}$	: 全荷電量	[C]
$q_{\infty}$	: 飽和帯電量, 飽和電界荷電量	[C]
$Q$	: 単位時間あたりの気体流量, 風量	[m <sup>3</sup> /s]
$Re$	: レイノルズ数	
$S$	: 面積	[m <sup>2</sup> ]
$t$	: 時刻, 時間	[s]
$t_{int}$	: パルス間隔	[s]
$T$	: ガス温度	[K]
$u_s$	: 固体速度	[m/s]
$u_g$	: 気体速度	[m/s]
$v$	: 速度	[m/s]
$v_d$	: 集じん方向への見かけの粒子速度	[m/s]
$v_s$	: 粒子の静電界方向の終端速度	[m/s]
$V$	: 印加電圧	[V]
$V_C$	: 放電開始電圧	[V]
$Z$	: イオン空間体積	[m <sup>3</sup> ]

#### ギリシャ文字

$\beta$	: 荷電速度	[C/s]
$\gamma$	: パーティクルカウンタでのロス率	
$\delta$	: 相対空気密度	
$\epsilon_s$	: 比誘電率	
$\eta$	: 集じん効率	
$\eta_{el}$	: イオンの有効利用率	
$\eta_0$	: 元からの帯電による集じん効率	
$\eta_m$	: 元から帯電した粒子があるときの集じん効率	
$\theta$	: 角度	[rad]
$\mu$	: イオンモビリティ	[m <sup>2</sup> /Vs]
$\mu_f$	: 空気の粘性係数	[Pa · s]
$\kappa_{\gamma}$	: ロス率算出の係数	
$\lambda$	: ガスの平均自由行程	[m]
$\rho$	: 粒子の密度	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_f$	: 流体密度	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\tau$	: 荷電時定数	[s]

添え字

coll	: 集じん部 (コレクタ)
DC	: DC 電流
i	: イオン
ion	: 荷電部
p	: 粒子
pulse	: パルス
s	: 飽和
x	: 気流方向の座標
y	: 電界方向の座標
z	: 気流と電界の両方に垂直な座標

# 第1章 序論

## 1-1 研究背景

### 1-1-1 PM2.5による大気環境汚染

近年、世界中で大気汚染による健康被害が明らかになっている。大気汚染物質は、ガス状のものと、液滴を含む粒子状のものに分別される。生成の過程で、両者は凝集、気化によりそれぞれの状態を遷移する。ガス状のものが、拡散希釈されやすいのに対し、粒子状のものは、地表近くに滞留しやすい特性を持つ。

健康被害の主要原因として見られている浮遊粒子状物質は、浮遊状態を決定づける粒子径によって分類されている。日本では浮遊粒子状物質の分類として粒子径 $10\mu\text{m}$ 以下のものを対象に環境規制がなされてきた。しかし、健康被害のより具体的な器官として呼吸器への影響は、肺に到達しやすい、より小さな粒子について調査が必要となってきた。このような流れの中で、日本も含め、世界各国では粒子径 $2.5\mu\text{m}$ 以下の粒子の分類呼称であるPM2.5による規制が盛んにおこなわれ、メディアでも大きく取り上げられている。

ここで、浮遊粒子状物質（SPM：Suspended Particulate Matter）、PM10、PM2.5の定義を明らかにしておく<sup>1)</sup>。

表1-1 SPM、PM10、PM2.5の定義

分類	定義	備考
SPM	$10\mu\text{m}$ 以下の粒子状物質を対象。あらかじめ粒径 $10\mu\text{m}$ を超える粒子を除去した上で、粒径 $10\mu\text{m}$ 以下の粒子をろ過捕集により採取する	日本の環境基準
PM10	$10\mu\text{m}$ の粒子を50%の割合で分離することができる分粒装置を用いて、より粒径の大きい粒子を除去した後に採取される粒子で構成される	米国基準
PM2.5	$2.5\mu\text{m}$ の粒子を50%の割合で分離することができる分粒装置を用いて、より粒径の大きい粒子を除去した後に採取される粒子で構成される	各国の環境基準

ここで注意することは、PM2.5が粒径 $2.5\mu\text{m}$ を指すのではなく、 $2.5\mu\text{m}$ より小さい粒子すべてを含むことである。PM2.5が除去できるということは、 $2.5\mu\text{m}$ の粒子だけが除去できれば良いのではなく、より小さい粒子も除去できなければ、総合的な除去率が高められない。また、厳密に言えば、定義から明らかなように分粒装置で除去されるのは、 $2.5\mu\text{m}$ の粒子の50%であるから、 $2.6\mu\text{m}$ の粒子もいくらか含まれるし、さらに大きい粒子も、完全には除外されない。PM2.5として取り出された粒子群の中には、 $1\mu\text{m}$ の粒子は元の全体の

粒子のほとんどが残って含まれるが、ちょうど  $2.5\mu\text{m}$  の粒子は、元の半分だけが含まれることになる。

次に、世界各国の PM2.5 の規制の状況を示す<sup>2)</sup>。

表 1 - 2 各国の PM2.5 環境基準値

	年平均値	日平均値	備考
日本	$15\mu\text{g}/\text{m}^3$	$35\mu\text{g}/\text{m}^3$	
米国	$12\mu\text{g}/\text{m}^3$	$35\mu\text{g}/\text{m}^3$	
EU	$25\mu\text{g}/\text{m}^3$	—	
中国	$35\mu\text{g}/\text{m}^3$	$75\mu\text{g}/\text{m}^3$	
韓国	$25\mu\text{g}/\text{m}^3$	$50\mu\text{g}/\text{m}^3$	
WHO	$10\mu\text{g}/\text{m}^3$	$25\mu\text{g}/\text{m}^3$	指針値

基準値の単位である  $\mu\text{g}/\text{m}^3$  は、空気体積当たりの粒子の重量濃度である。粒子濃度としては、重量濃度のほかに個数濃度が用いられる。一般に粒子個数は粒径により大きく異なるので、単一粒径すなわち単分散の粒子に対する計数でない限り、粒子数は、粒径と関連づけて計数される。また、大気じんなど粒径により比重が異なる粒子が分散している場合には、体積濃度から単純に重量濃度を求めることができない。さらに、粒子が球形でない場合、一般にある程度以上の大きさの粒子は球形ではないので、測定系に依存する光学粒径であったり、空気動力学粒径と顕微鏡で観察できる形状の体積は 1 対 1 に対応しない。よって大気じんの重量濃度は、実際に重量の計測をもって行わない限り、正しく計測することができない。自動車排ガスの道路わきの測定局などでは十分な量の粉じんを回収、測定できるが、比較的清浄な空気を対象に粉じん除去の能力を測定する場合、特に短時間での濃度変化から能力を測定する場合には、粉じん量の測定には、光学散乱を用いた測定器によらざるを得ない。このとき、上に述べたような球形仮定の換算による重量濃度では誤差が生じることを注意しておかなければならない。

PM2.5 は、 $2.5\mu\text{m}$  の粒子ではなく、粒径範囲に対する分類であるから、これをよく除去するときに、どの粒径の粒子を除去しなければならないかを知っておく必要がある。次に、大気中粒子状物質（大気じん）の粒径分布を示す。

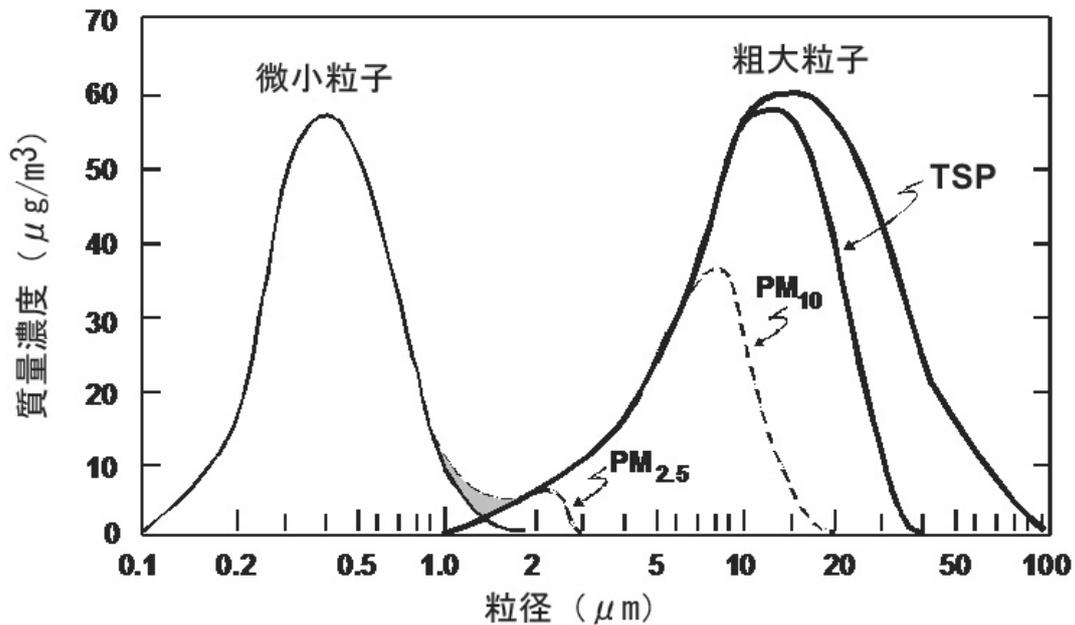


図1-1 大気じんの粒径分布<sup>1)</sup>

図1-1に見るように、大気じん粒径の重量濃度分布には、1~2 $\mu\text{m}$ の粒径に谷を持つ双峰性の構造を示す。0.3~0.5 $\mu\text{m}$ 付近にピークを持つ微小粒子は液滴の凝集、分裂によって形成される。一方、10~20 $\mu\text{m}$ 付近にピークを持つ粗大粒子は、土壌成分の破碎などによって形成される。10 $\mu\text{m}$ を超える粒子は、大気中では気流に乗って運ばれるが、室内など大きな気流のないところでは速やかに沈降し、気中から消えていく。健康影響の面からPM2.5が注目されたのは、粗大粒子に比べて、微小粒子の方が疾病への関与が大きいからである。

その影響が重量濃度と相関するとすれば、0.2~1 $\mu\text{m}$ の粒子を除去する重要性が見て取れる。また、0.1 $\mu\text{m}$ 未満の粒子は、重量濃度でみてほとんど存在していないので、これを除去対象から外してもよい、という考えになる。しかし、近年PM0.1という言葉が話題に上がることが増えてきたように、粒径100nm以下を中心とするPM0.1やナノ粒子と呼ばれる10nmオーダーの粒径の粒子が肺の深部に到達することで、人体に深刻な影響を及ぼすと言われ始めている。これは濃度としては多くない大気じん中の極微小の粒子というよりも、人為的に発生させてしまう極微小の粒子への警告の意味が強いように思われる。

人は呼吸により大量の物質を体内に取り込む。重量で比較すると、食事により摂取する食物と呼吸により取り入れる空気量は、呼吸によるものの方が大きい。また、就寝中も含め、多くの時間を室内で過ごすことから、室内の空気環境が健康に及ぼす影響が大きいことがわかる。

住宅の居室の換気は、0.5回/h以上の能力のある機械換気設備で行うことが、2003年施行のシックハウス対策に係る改正建築基準法<sup>3)</sup>で定められている。これは建築材料、調理、

喫煙など屋内で発生する汚染物質を屋外に排出するとともに、人体から排出される二酸化炭素、その他のガス状物質を排気すること、そして、新鮮な酸素を屋外から取り込むことにより衛生的な空気環境を維持するためである。これらの前提として、屋外空気が健康的な状態であることが挙げられる。

屋外と屋内の物質濃度比について調べた研究では、比較的拡散性の高いPM2.5については、ほぼ1:1であることが分かっている<sup>4,5)</sup>。また、屋外からの空気の流入は、完全に制御された機械換気によるものだけではなく、建具の隙間や、人の出入り、窓の開閉など制御されない面がある。そのため、屋外空気が不健康な状態であるならば、屋内空気を何らかの手段で清浄することが望まれる。ここで用いられるのが、外気導入部に設けられるフィルタや空気調和機に付属している空気清浄ユニットを含めた家庭用空気清浄機である。

### 1-1-2 家庭用空気清浄機

家庭用空気清浄機は、産業用の集じん装置を住宅や事務所などの居住空間の空気質改善に用途展開された機器であり、その技術は産業用集じん装置に準じている。ここで空気質改善とは、空気清浄と言われてきているもので、じん埃や臭気、有害ガスの除去を指す。

近年では、カビや細菌、ウイルスなどの有害微生物の除去もその機能として期待されてきていて、Indoor Air Quality 略して IAQ の用語が用いられることも増えている。

効能が複合化してきている空気清浄機であるが、基本として空気中から汚染物質を除去すること、その対象が液体または個体の状態であれば、集じんとして、一括りにすることができる。

20年ほど前までは、現在のように分煙が進んでおらず、事務所や家庭で喫煙が行われていた。家庭用空気清浄機の主な除去対象はタバコの煙であった。タバコの煙は、重量濃度分布の中心粒子径が0.1-0.3 $\mu\text{m}$ 付近にあり、後述するように静電気力により最も捕集しにくい粒子径である。このため、タバコ煙が除去できれば、他の粒子も除去できるとして、期待される対象粒子が変化した後にも、集じん性能の試験粒子として用いられている。

空気清浄機の主機能である集じん能力の性能について、家庭用機器での試験方法と基準について述べておく。日本国内の電機メーカーの業界団体である日本電機工業会（略称 JEMA）では、家庭用空気清浄機の規格 JEM1467 を制定している。ここで空気清浄機の定義、すなわち空気清浄機と名乗って販売してよい商品の基準として、ワンパス集じん効率70%以上が定められている。このワンパス集じん効率は、次のようにして、測定、計算される。

- (1) 30m<sup>3</sup>の試験室内にタバコ5本を燃焼させ、30分間の粉じん濃度をデジタル粉じん計で重量濃度[mg/m<sup>3</sup>]の単位で測定する。
- (2) 同様に試験品を運転して、粉じん濃度が初期濃度の1/3になるまでの濃度  $C$  の時間変化  $\Delta t$  を測定する。
- (3) 対数濃度の時間変化  $\Delta \log C / \Delta t$  室容積を乗じた値を(1),(2)についてそれぞれ求め、

自然減衰(1)との差を取ったものを集じん能力  $P$  [ $\text{m}^3/\text{min}$ ]として求める。

- (4) この集じん能力  $P$  は、試験品の処理風量  $Q$  [ $\text{m}^3/\text{min}$ ]とワンパス集じん効率  $\eta$  の積としての意味を持つので、 $\eta = P/Q$ が計算される。

家庭用空気清浄機は、集じん能力  $P$  に比例する量で定義された適用床面積が、性能評価指標として用いられている。

### 1-1-3 フィルタ除去方式

浮遊粒子状物質の除去である集じんは、粗大粒子、粉体の捕集除去が産業の場で要望されて以来、ろ過方式が用いられてきた。これは繊維状のろ材を袋状にすることで、大量に捕集でき、捕集した粒子を再飛散させず、捕集した粒子を利用する場合にも好都合であった。袋状のものがバグフィルタ (bag filter) と呼ばれ、高濃度粉じんの除去によって労働環境の改善に資する一方、半導体製造工場や微生物、病院の集中治療室など極度に清浄度が要求されるクリーンルームでは、ワンパス集じん効率の高いフィルタが利用されるようになった。プレフィルタであらかじめ粗じんを取り除き、ある程度の清浄度が確保されたあとの空気をろ過するので、フィルタの粒子保持量はあまり重視されない。また、フィルタを通過した空気に対象室内を一方向に気流制御するので、集じん効率の低下が室内濃度の上昇に直結する。そのため、高い集じん効率と、集じん効率の維持が求められる。細いガラス繊維を隙間が小さくなるように密着させたシート状のフィルタは、繊維によるさえぎりの効果で粒子を捕集する。このため、隙間の小ささが確保されていれば、原理的に粒子を取りこぼすことがなく、捕集粒子が多くなるにしたがって、集じん効率は上昇する方向に特性が変化する。その代償として、もともと圧力損失が大きく、送風負荷が大きいことが短所であり、長期間の使用とともに捕集粒子が増えれば、圧力損失はさらに増加、送風機の能力範囲を超えれば所定の処理風量が確保できず、集じん能力としては低下をみることになる。

クリーンルーム用のフィルタには性能による分類があり、粒径  $0.3\mu\text{m}$  の粒子捕集率が 99.97%以上のもので HEPA (High Efficiency Particulate Air) フィルタと呼び、粒径  $0.15\mu\text{m}$  の粒子捕集率が 99.9995%以上のもので ULPA (Ultra Low Penetration Air) フィルタと呼び、日本工業規格 JIS Z8122 「コンタミネーションコントロール用語」によって定義されている。

家庭用空気清浄機は、クリーンルームのように清浄度の高い吹出空気のみで室内を満たすわけではなく、清浄されていない空気と混ぜながら、徐々に循環によって室内の清浄度を上げていくように使われる。その意味ではクリーンルームで使用されるフィルタとは、求められる性能が異なる。しかし、フィルタ単独の性能が、機器としての総合的な性能を代表するような訴求されていること、エンドユーザーである消費者がその訴求を受け入れていることから、家庭用空気清浄機でも HEPA フィルタ、ULPA フィルタが搭載される傾向が強い。従来の HEPA フィルタは、圧力損失が高いため、家庭用機器として取り扱うには、送風騒音が大きくなりすぎることで、送風電力、装置全体の大きさが大きくなることから、帯電

HEPA、静電 HEPA と呼ばれるエレクトレットフィルタが利用されている。従来の HEPA フィルタがガラスなどの無機材料からなる繊維を使用しているのに対し、エレクトレットフィルタは、ポリオレフィン系の高分子材料を繊維に加工し、高電圧により分極、固定している。これにより、さえぎりによる粒子捕集に代わり静電気力によって捕集する。大きな粒子に対しては、さえぎりの効果はあるものの、HEPA フィルタの規格の対象粒子の大きさは、繊維の隙間より小さく、捕集はほとんど静電気力が支配的である。さえぎりと同様に、粒子捕集に働く慣性力や重力により粒子径が大きいほど捕集力が高まるのに対し、拡散力と静電気力により粒子径が小さいほど捕集力が高まる特性を持つ。家庭用空気清浄機の性能基準の対象粒子は HEPA フィルタ、ULPA フィルタの規格対象粒子の  $0.15\text{-}0.3\mu\text{m}$  とほぼ同じなので、エレクトレットフィルタを HEPA フィルタの分類になるように設計することは、性能を高め、かつ使用しているフィルタの訴求力の面からも有効な手段である。

しかし、エレクトレットフィルタには、静電気力が使用とともに低下するという短所がある。クリーンルームでの使用では許容できない特性であるが、家庭用空気清浄機では、室内の清浄にかかる時間が延びるという不都合だけであり、フィルタの交換で性能が維持されるので、許容されている。

#### 1-1-4 電気集じん方式

家庭用空気清浄機でフィルタ方式とは異なる除去方式で、電気集じんの技術を利用したものがあ。静電気力を捕集に利用するため、粒子を荷電する荷電部、帯電した粒子を電界によって捕集する集じん部からなる。これを基本の構成パターンとして、粒子を吸引するための送風機を持たず、イオン風による吸引で行うイオン式と呼ばれるものがある。また、集じん部の電界を電源により作り出すのではなく、エレクトレットフィルタの繊維間の電界を利用する電気集じん式とフィルタ式の折衷型のものがある。イオン式は構造が簡単で小型、安価に製造できるため、一時期大きなシェアを占めたが、イオン風による粒子の吸引力は到達距離が短く、室内を清浄する速さが、送風機を持つファン式と呼ばれるものに比べて各段に遅いことが知られるようになり、市場から姿を消していった。電気集じん式とフィルタ式の折衷型は、電気集じんの集じん部のメンテナンスが大変であることを、フィルタ交換で済ませることができる点でエンドユーザーの利便性を向上させる方式である。家庭用空気清浄機として、長い間一定のシェアを確保してきたが、フィルタ単体の性能が向上してきたことで、電気集じんの長所である低圧力損失を犠牲にしてまで複合化するメリットが薄れてきたようである。

ここで、家庭用空気清浄機としては、日本国内では現在主流ではないものの、空気清浄機が市場に出始めたころから継続する電気集じんの技術について概要を述べる。

図 1 は 2 段式電気集じん装置の概要図である。

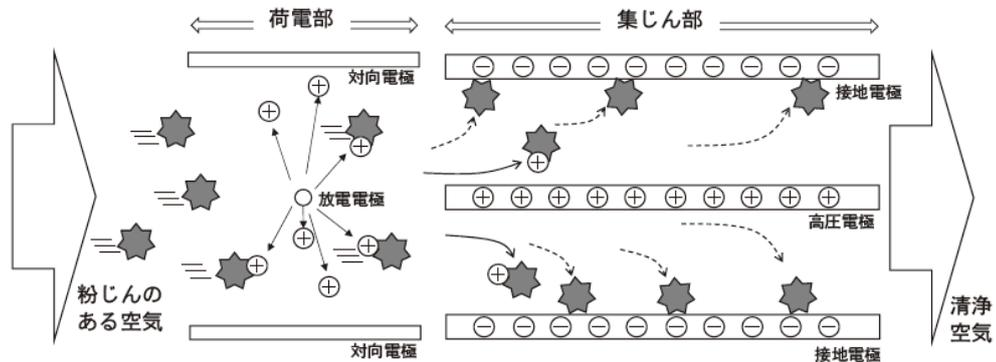


図 1-2 2 段式電気集じん装置の概念

1 段目の荷電部は、高電圧を印加した鋭利な電極に部分放電を起こし、発生するイオンと浮遊粒子を衝突させ、イオンの電荷を粒子に移動させる。この操作を荷電、粒子の状態を帯電と呼ぶ。荷電部の鋭利な放電極はワイヤ形状、鋸歯形状、ニードル形状などが用いられる。2 段目の集じん部は、極板間に高電圧をかけ、帯電した粒子を電界のクーロン力によって帯電の極性と逆極性の電極に捕集する。集じん部には平行平板を極性毎に交互に積層したものが用いられる。産業用には集じん部の捕集電極と荷電部の対向電極を共通化した、構造が簡便な 1 段式も用いられている<sup>6)</sup>。

捕集原理が静電気力によるので、前項のフィルタ除去方式で取り上げたエレクトレットフィルタと同様に、粒子径の小さいものに有利な除去方式である。また、荷電部でのイオンと粒子の衝突による荷電原理は、粒子の大きさにより 2 つの理論が提唱されている。(1)小粒子で支配的な、粒子の拡散衝突による拡散荷電と、(2)大粒子で支配的なイオンの電界による運動衝突による電界荷電である。詳細については第 3 章で述べるが、この 2 つの荷電の重なりあいで、粒径対荷電量の特性に変曲点として現れ、集じん効率が極小となる粒子径が  $0.1\sim 0.3\mu\text{m}$  である。これは PM2.5 の重量濃度分布のピークに近い粒径であり、この粒子径の粒子が十分除去できれば、そのほかの粒径の粒子は、大きいものも小さいものもそれ以上に除去が可能であることを示す。電気集じん方式に限って言えば、捕集しにくい粒径  $0.1\sim 0.3\mu\text{m}$  を含む PM2.5 が除去できれば、粒径  $0.1\sim 0.3\mu\text{m}$  をほぼ含まない PM0.1 も除去できるといえる。

フィルタがエレクトレットフィルタといえども、繊維間が近いことで粒子との衝突捕集の効率を上げているのに対し、電気集じんでは、外部電源から供給されるエネルギーによって電界が形成されているので、電極間を広く取っても、それに見合う電位差を与えればよい。これはろ過方式が集じん効率と相反する指標として送風抵抗、圧力損失が大きな問題になるのとは好対照である。フィルタの繊維間が  $10\mu\text{m}$  オーダーであるのに対し、集じん部の電極間隔が mm オーダーであることから桁違いの圧力損失に抑制でき、その結果、送風騒音、送風電力の低減をもたらす。同程度の送風機に対しては、より大きな処理風量を実現で

きることになる。これは、例えば咳によって室内に放出されたウイルスや細菌を素早く吸引除去する際に有効である。また、物理的ろ過方式のフィルタでは目詰まりによって、エレクトレットフィルタでは繊維の帯電が低下することによって、捕集性能が低下する。これに対し、電気集じんの広い電極間は、粒子の捕集による目詰まりはなく、外部からの電力供給による電界は低下せずに済む。電気集じん固有の性能低下要因はあるものの、フィルタに比べ、性能持続性に優れている。そして、フィルタが洗浄、再生不能でフィルタ交換のコストが高いのに比べ、電気集じんの構成部品は洗浄可能に作られることで、ランニングコストを大幅に抑制できる。

電気集じんでは放電現象を利用することで、放電生成物が発生する。多くは $\mu\text{s}$ から $\text{ms}$ オーダーの短寿命の活性種であり、高い反応性を持つ代わり、局所的にしか存在しない。これによって、ガスの分解無毒化や微生物の不活化などの効能が期待できる。放電生成物の中で特異に長寿命なのがオゾンである。オゾンの生成原理を次の反応式で示す<sup>7),8)</sup>。



ここで、Mは3体衝突反応に用いられる $\text{O}$ 、 $\text{O}_2$ 、 $\text{O}_3$ または $\text{N}_2$ である。コロナ放電では放電電極近傍の電界強度が空気の絶縁破壊電界強度を超えることで、電子などを引き起こす。電界によって加速された電子が酸素分子を解離するエネルギーを獲得すると、式(1-1)の解離反応が起こる。生成された原子状酸素は、式(1-2)のように酸素分子を含む3体衝突反応によりオゾン分子を生成する。

オゾンは寿命が長い分、他の放電生成活性種に比べ微生物等の不活化効果は弱い。しかし、室内全体に充満させるだけの寿命があるため、長時間の接触による作用が期待できる面がある。有用な一面がある一方、高濃度では不快臭とともに、呼吸器系などへの影響を引き起こすため、濃度管理が必要である。日本の産業衛生学会基準は $0.1\text{ppm}$ 、家庭用空気清浄機の基準は $0.05\text{ppm}$ である<sup>9),10)</sup>。オゾンの放出は電気集じん方式の短所ともなりうる。また、当然ながら高電圧の印加に伴い電源が必要であり、電線や接点構造などの電氣的な接続、安全性への配慮設計、電気制御など、フィルタにはない複雑な構造、制御そしてイニシャルコストは電気集じんがフィルタに比べて不利な点である。

## 1-2 研究の現状

### 1-2-1 フィルタの改善研究

エレクトレットフィルタの帯電量の劣化は粉じんや油滴、液滴の繊維への付着により繊維表面の電荷が失われることにより起こる。改良の方向として、(1)電荷が逃げにくい材質、帯電方法の開発、(2)繊維径を細くして表面積を増大させる、(3)表面自由エネルギーを低減

すると同時に極微細ラフネス構造を形成，捕集した液滴の拡がりを抑え，有効な繊維表面を確保する<sup>11)</sup>などがある。

また，エレクトレットフィルタの帯電の持続性を摩擦帯電による再帯電で実現しようという試みがある。洗浄後，オゾン処理と乾燥を行うことで新品比 82%まで捕集率が回復すると報告されている<sup>12)</sup>。

繊維径が空気分子の平均自由行程と同程度になると，繊維表面での流体速度が見かけ上ゼロにならず（すべり効果），繊維の流体抵抗が低下して圧力損失が低くなる現象がある。これにより，ナノファイバーを用いたフィルタの粒子透過率 $(1-\eta)$ の自然対数の絶対値と圧力損失 $\Delta p$ の比であるフィルタ性能評価指標値  $q = -\log(1-\eta) / \Delta p$  を高くできる。ここで透過率 $(1-\eta)$ は常に 1 より小さいので， $\log(1-\eta)$ は負の数であり，透過率が小さいほど性能は高く， $\log(1-\eta)$ の絶対値は大きくなる。性能評価値  $q$  は，低い圧損で高い性能が出るときに，大きい値になるように決められている。

表 1-3 フィルタ性能指標値の数値例

集じん効率 $\eta$	透過率 $1-\eta$	$-\log(1-\eta)$	フィルタ性能評価指標値 $q$
50%	50%	0.3	0.3
90%	10%	1	1
99%	1%	2	2
99.9%	0.1%	3	3

圧損  $\Delta p=1$ [任意単位]とした

剛性が低いナノファイバーの欠点を補うため，より太い繊維と複合する際の配合比率など，ナノファイバーを用いたエアフィルタ作製の指針が示されている<sup>13)</sup>。

また，フィルタによる遠心力を利用し低圧損効率を目指した回転フィルタの研究が報告されている<sup>14)</sup>。

### 1-2-2 電気集じんの改善研究

空気清浄機やエアコンに搭載されている家庭用に用いられる電気集じん装置は，メンテナンス不良による逆電離現象の発生がしづらく，放電部の劣化が少ない 2 段式が採用されている。

集じん部では，産業用の大型のものが利用施設ごとにカスタム化されているのに対して，家庭用では安価，小型の要求にこたえるため，大量生産に対応し，樹脂部品が多く使われている。なかでも電極が従来の金属製から，導電性はあるが金属よりはるかに抵抗の高い樹脂製になることで，異常放電を抑止でき，電界を高められるようになっていく。平等電界を高めるには電圧を上げる，極板間距離を縮めるの 2 通りの方法があるが，小型化の要求が強い家庭用では，極板間距離を縮めて，大幅な小型化につなげてい

る。

静電界の形成が目的の集じん部にはほとんど電流が流れないので、電気集じん装置の電力消費のほとんどは荷電部である。家庭用には居住空間のオゾン濃度を低く抑えるために、オゾン発生量の少ない正極放電が用いられている。オゾン発生量はほぼ電流に比例する関係にあり、オゾン抑制と消費電力低減のために、少ない電流で荷電するための研究がおこなわれている。

コロナ放電を行わずに荷電する方法として、片谷らは誘導帯電とグラディエント力の利用を研究している。高電圧は必要だが、放電を起こさないで、電流はほとんど流れない。強い電界を得るために、電極のエッジや植毛による微細構造を利用している。最大で集じん効率 40%に達すると報告している<sup>15-17)</sup>。中村らは摩擦帯電とその不均一性を利用しグラディエント力を作用させ粗粒子を捕集する技術を研究している。摩擦のための機械動力が必要だが、放電を起こさないため、オゾンの発生がなく、後段のフィルタの交換寿命を延ばす効果がある<sup>18,19)</sup>。

放電極の形状はワイヤ状、鋸歯状、ニードル状などがあるが、均一な荷電領域の形成の面でワイヤ状が優れる。ワイヤ径は細いほど効率がよいが、劣化による切断の欠点がある。これを改善するために非円形断面のワイヤが開発されている。

齋藤は、2 段式電気集じん機の荷電部を通過する微粒子の粒径別帯電数分布を微分型静電分級器 (DMA) とパーティクルカウンタを用いて測定している。その中で、ワイヤ対平板の標準的な電極構造に対して、ワイヤの上流下流をハニカム電極で挟み込むことにより同電力で荷電量が 15%多くできることを示した<sup>20)</sup>。

2 段式電気集じん装置の集じん部の技術動向として、川田らは電極材料に木質系材料からつくられる炭素材料であるウッドセラミックスを用いた研究を行っている。焼成温度により電気抵抗値を調整することができ、捕集した粒子の電荷移動、凝集、誘導帯電を抑制し再飛散を抑える。また表面が多孔質であることを利用して、集じん電極面積の増大を図っている<sup>21)</sup>。同様に非金属の材料として導電樹脂を用いたものが家庭用として実用化されていて、電極間隔を狭めることで小型化に大きく寄与している<sup>22)</sup>。

家庭用空気清浄機の主な除去対象粒子は自然沈降せずに常時浮遊している直径 10  $\mu\text{m}$  以下の大きさである。大気で運ばれる直径 30  $\mu\text{m}$  程度の花粉の除去ニーズに対しては、沈降し床面に堆積する前に、どれだけ除去できるかが問われる。同様の動きをする粉碎したダニの死骸についても、人の動きにより舞い上がったときに、人間が吸入する前にどれだけ除去できるかを求められる。そのためには、大きな処理風量で速く吸引することがよく、低圧損で大風量処理が可能な電気集じん装置が適している。

電気集じん装置は微小粒子に対して優位であるが、花粉程度の大きさの粒子に対する集じん性能に関する知見は少なく、筆者らが空力特性を加味した捕集効率について計算し、十分高い捕集が期待できることを示した<sup>23)</sup>。花粉相当の大きさを含む捕集効率の計算結果を図 1-3 に示す。

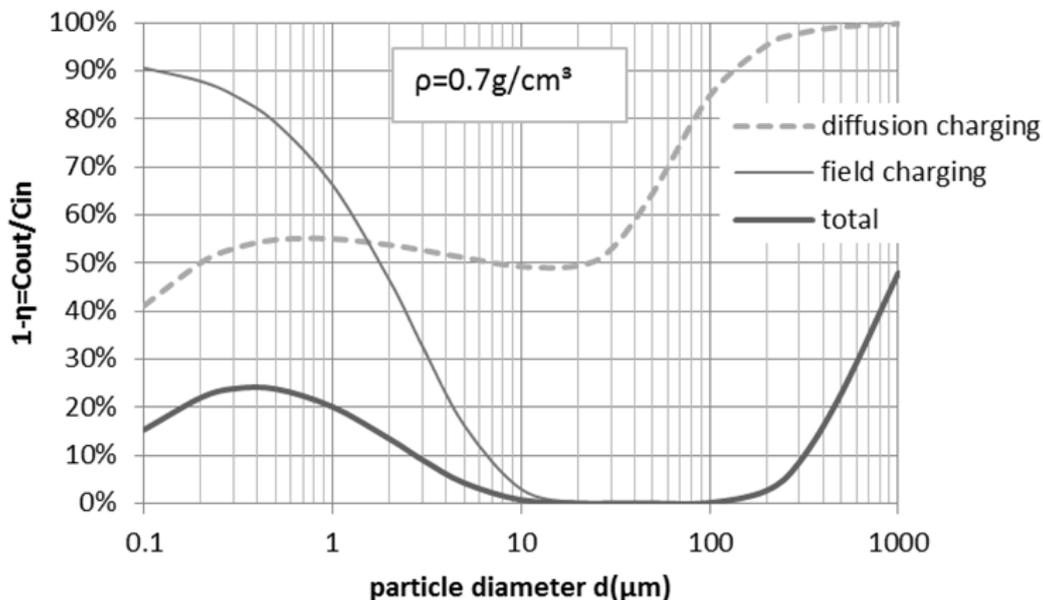


図 1-3 大粒径までの捕集効率の計算結果

### 1-3 本研究の目的

PM2.5 を除去することで健康被害を防止するために空調機器が用いられている。独立型の空気清浄機や壁掛けエアコンの空気清浄ユニット，中央集中型エアコンのフィルタユニット，外気導入型空気清浄換気装置などである。PM2.5 除去の技術として電気集じんが優れた方式である。電気集じんでは放電現象を利用しているため，放電生成物のひとつとしてオゾンが発生する。オゾンは消脱臭や微生物の不活性化，ガス分解などに有用な反面，高濃度では人体に影響があるため，室内濃度を低く抑えることが求められている。

そこで，本研究ではオゾン発生が少ない電気集じん装置の開発を目的とする。オゾンは荷電部に流れる電流にほぼ比例する。荷電部の機能は処理空気中の粒子を荷電することであるので，より少ない電流で従来技術と同じ荷電量を得ることが目標となる。言い換えると荷電効率(=1 粒子の荷電量/放電電流)の向上である。

具体的には，絶縁体で電極を被覆することで電流が大幅に抑制される一方，高ピークのパルス電流が発生することを発見し，イオン密度が異常に高い状態で粒子と接触することで荷電効率を高められるとの仮説を立てた。この発見に至るまでの筋道を整理し，現象を把握するための試験方法の確立，高効率荷電を実現する最適な構造，評価，このときの荷電モデルについて研究を行った。本研究の流れを図 1-4 に示す。

絶縁体で被覆した電極構造の荷電装置と，これを含む電気集じん装置によって，高効率低オゾンを実現し，より多くの種類の空調機器へ適用範囲を拡大する。大気汚染による健康被害の防止の一助としたい。

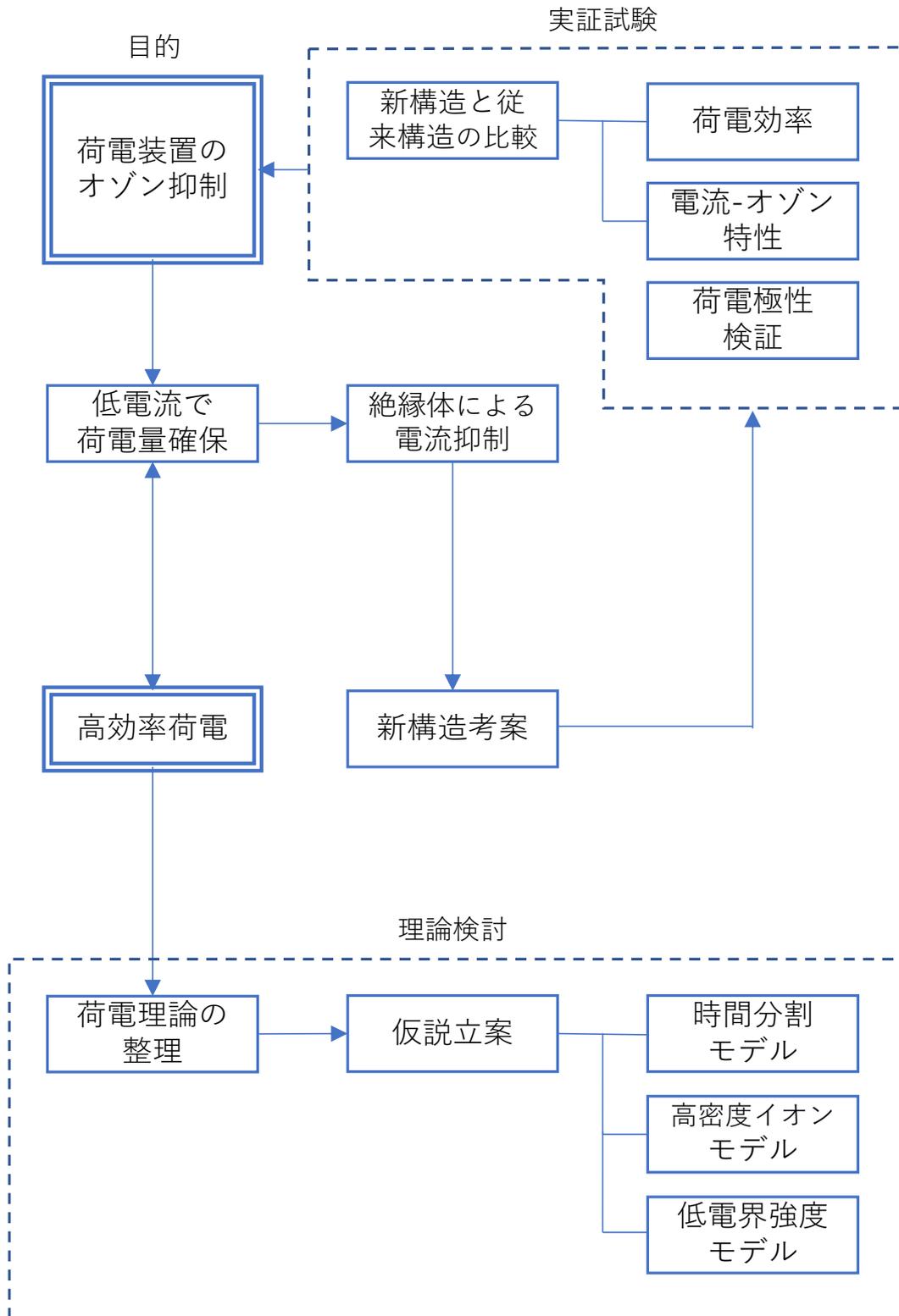


図 1-4 研究の流れ

## 1-4 本論文の概要

従来型電気集じん装置では居住空間での使用に際して、放出オゾンが問題であり、オゾンの抑制が求められてきた。そこで本論文では、接地電極を絶縁体で被覆した荷電装置を開発し、低電流で荷電効率(=1粒子の荷電量/放電電流)の高い構造の研究を行いその成果をまとめた。図 1-5 に本研究で考案した新構造の絶縁被覆接地電極荷電部と放電の状態の概略を示す。図 1-6 に絶縁被覆接地電極荷電部でオゾンが抑制される流れを示す。図 1-7 に本論文の流れを示す。

本論文は6つの章から構成されており、第1章では序論として研究背景および現状について、居住空間の環境汚染、空気清浄機の課題、改善研究について述べた。

第2章は荷電装置の性能指標である荷電量を集じん効率から求めるための集じん理論について整理をした。次いで古典的な拡散荷電と電界荷電の理論式を整理するとともに、後述する高効率荷電モデルの立案に資するよう詳細な検討を加えた。

第3章では、低オゾンを実現するための高効率荷電の検証に必要な荷電量の測定について述べた。実測した荷電量の妥当性を評価するために、理論荷電量との比較を行った。大気じんを対象として荷電量を測定する際に、理論荷電量と差異の現れる要因について検討をした。

第4章では、接地電極を絶縁体で被覆した荷電装置の高効率荷電モデルを3種類立案し、検証した結果を述べた。一つ目はパルス電流がイオン発生有無の時間に分割される点に着目、電流のデューティとイオン-粒子衝突の計算を行った。2つ目はイオンが空間に高密度で局在している場合と均一に分散している場合の粒子との衝突回数の比較を行った。3つ目は低電界強度下で粒子と衝突すると拡散荷電量が增大するモデルの検証を行った。

第5章では、接地電極を絶縁体で被覆した荷電装置の試作による試験結果について述べた。従来の接地電極を被覆していない荷電装置に比べ、少ない電流で荷電することができ、オゾン生成量が抑制できることを明らかにした。また、第4章で考察した低電界強度領域で粒子と衝突するイオンの発生箇所の検証として、帯電した粒子の極性評価を行った結果について述べた。

第6章では以上の各章を総括し、本論文の結論をまとめた。

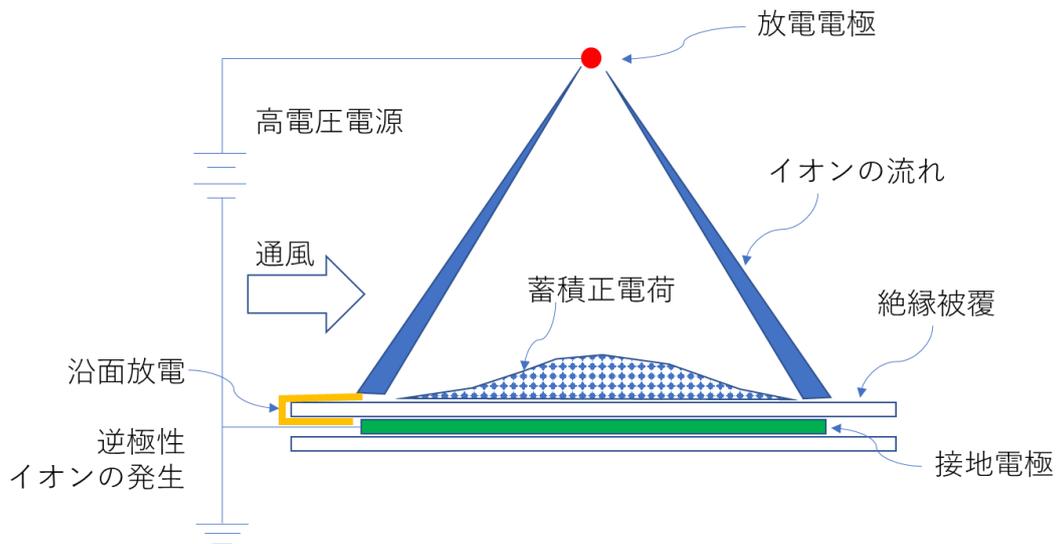


図 1-5 新構造の荷電部と放電の状態の概略

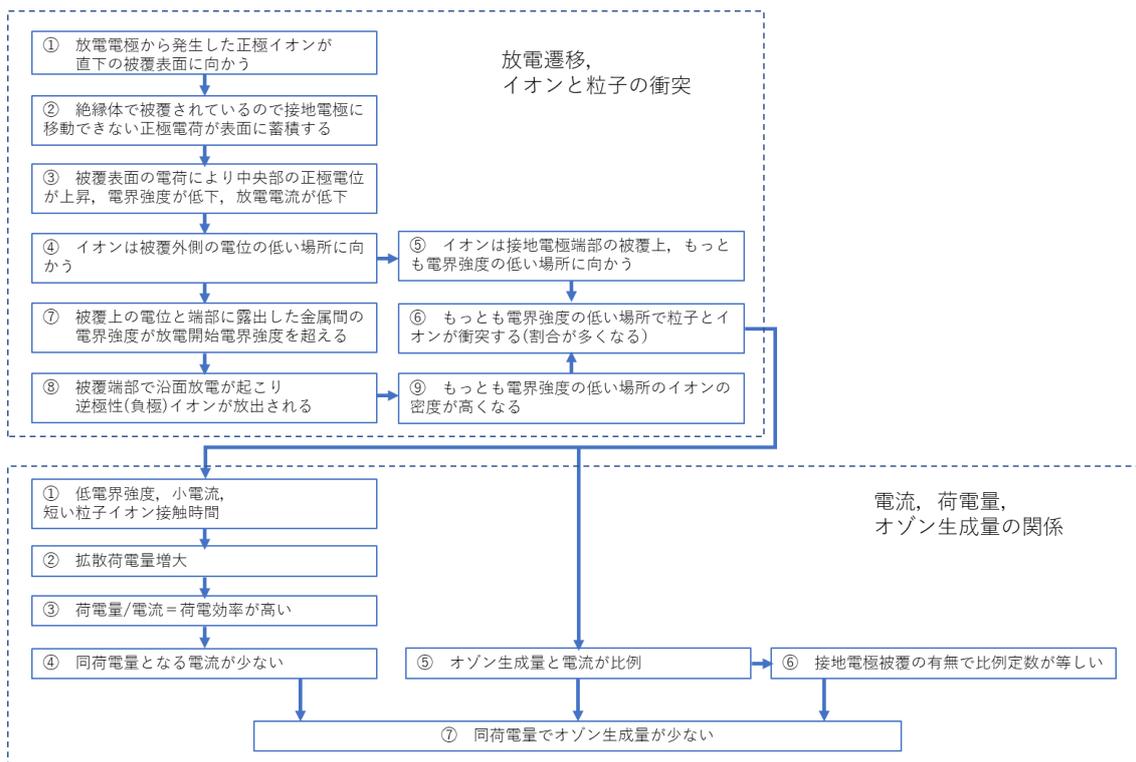


図 1-6 オゾン抑制の流れ

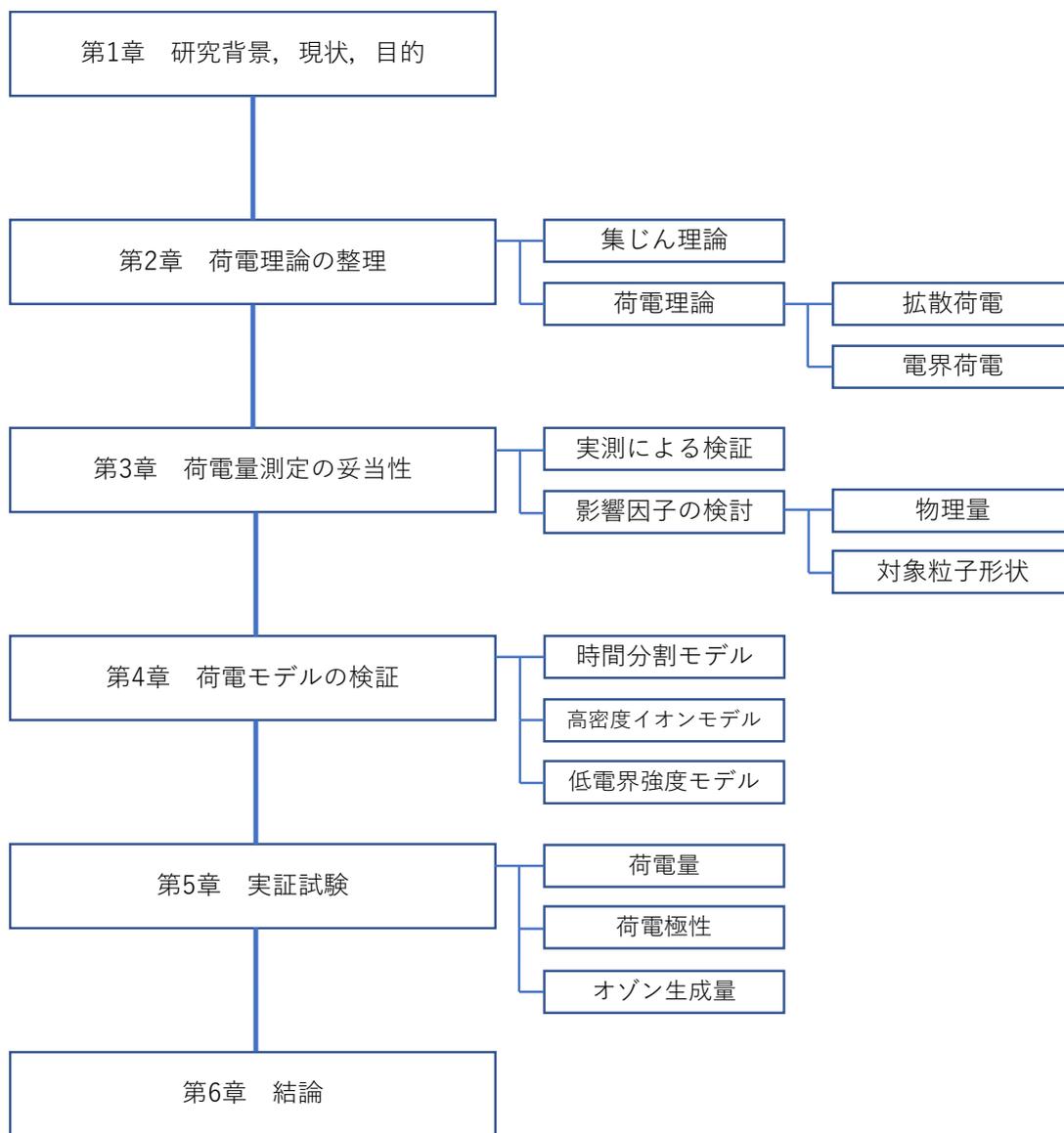


図 1-7 本論文の流れ

## 参考文献

- 1) 中央審議会大気環境部会微粒子状物質環境基準専門委員会報告 別添1(2009)
- 2) 坂本和彦ほか： 知っておきたいPM<sub>2.5</sub>の基礎知識，一般社団法人日本環境衛生センター，P.45(2013)
- 3) 国土交通省：建築基準法施行令第20条の8，居室を有する建築物の換気設備についてのホルムアルデヒドに関する技術基準
- 4) 菊本英紀，大岡龍三：窓開け換気が室内粒子状物質濃度に与える変化の粒径依存性に関する実測，日本建築学会環境系論文，81，1127-1136(2016).
- 5) 鍵直樹：事務所建築物におけるPM<sub>2.5</sub>濃度の実態と室内外濃度比，空気清浄，54，258-262(2016).
- 6) 永吉健太郎：家庭用空気清浄機の微粒子除去技術および電気集じんの概要と研究動向，室内環境，Vol.23,No.2,pp.151-160(2020)
- 7) 静電気学会編：静電気ハンドブック，p.109，オーム社(2006)
- 8) 岡崎幸子：放電によるオゾンの発生機構と装置「オゾン利用の新技术」，三秀書房，pp.43-51(1986)
- 9) 社団法人日本空気清浄協会：室内空気清浄便覧，オーム社，p.74(2000)
- 10) 財団法人日本規格協会：JIS C9335-2-65 家庭用及びこれに類する電気期の安全性一第2-65部：空気清浄機の個別要求事項(2004)
- 11) 林敏昭，北川義幸，増森忠雄：エレクトレットフィルタのタバコ耐久性の向上，空気清浄，57，204-208(2019).
- 12) 中村保博，稲永康隆，太田幸治：摩擦帯電による洗浄後エレクトレットフィルタの再帯電，静電気学会誌，41，33-38(2017).
- 13) 大谷吉生：ナノファイバーを用いたエアフィルタの技術動向，空気清浄，56，63-67(2018).
- 14) 大谷吉生：回転フィルタの構造および性能評価，空気清浄，57，p.199-203(2019).
- 15) 片谷篤史，水野彰：コロナ放電を利用しない電気集塵装置－電極板の配置－，静電気学会誌，40，302-305(2016).
- 16) 片谷篤史，細野洋，村田光，飯塚悠気，八幡大志，水野彰：コロナ放電を利用しない電気集塵装置－集塵率による考察－，静電気学会誌，40，206-211(2016).
- 17) 片谷篤史，細野洋，村田光，八幡大志，水野彰，コロナ放電を利用しない電気集塵装置－電極板の堆積状態－，静電気学会誌，39，27-32(2015).
- 18) 中村保博，清水彰則，太田幸治：摩擦帯電集塵装置，2019年室内環境学会学術大会講演要旨集,256-257(2019).
- 19) 清水彰則，中村保博，太田幸治：摩擦帯電を応用した集塵装置の捕集物の実態調査，2019年室内環境学会学術大会講演要旨集,256-267(2019).
- 20) 齋藤智之，電気集塵機荷電部におけるDMAを用いた多分散粒子の帯電状態の測定，空

- 気清浄, 56, 142-147 (2018).
- 21) 川田吉弘, 清水洋隆, 大川正洋, 森茂樹, 柿下和彦: ウッドセラミックス集塵電極を用いた電気集塵装置に関する検討, 静電気学会誌, 42, 180-185(2018).
- 22) 永吉健太郎, 栗田加奈絵: 2 段式電気集じん装置の小型化に関する研究, 平成 28 年室内環境学会学術大会講演要旨集, 258-259(2016).
- 23) 永吉健太郎: 電気集じん装置による花粉除去性能の考察, 平成 27 年室内環境学会学術大会講演要旨集, 70-71(2015).

## 第2章 理論荷電量と集じん理論

### 2-1 緒言

電気集じん装置の荷電部の性能は、処理空気中の粒子への荷電量が指標となる。本論文では処理粒子 1 個当たりの電荷量を荷電量として用いる。荷電装置の機能としてみた荷電量と、粒子の状態としてみた帯電量は同じ量である。荷電量はイオン電流に依存し、生成オゾン量は電子電流にほぼ比例関係にある。電気集じん装置荷電部ではコロナ放電が放電電極近傍の微小空間で発生し電子電流を計測するのは難しい。コロナ放電の形態が変化しない領域では、電子電流とイオン電流の比は一定と考え、荷電効率を接地電極に流れ込む電荷である放電電流を用いて評価した。放電電流当たりの荷電量である荷電効率を高めることとオゾンを抑制することとは同義である。放電電流は全粒子に対して作用するのに対して、荷電量を 1 粒子あたりの量としている。処理粒子数が増えれば同じ放電電流でも 1 粒子の荷電量が減少することが予想されるが、本研究で対象としている居住空間の粒子濃度や試験で用いる粒子濃度が十分に低いため、荷電効率が粒子数の変動に依存しない領域であることが分かっている。また粒子に捕獲されてコレクタに到達する電荷と荷電部接地電極に到達しないイオンの量は、接地電極に到達する電荷の総量に比べて十分小さいことが分かっている。

電気集じん装置の性能は集じん効率で測られる。2 段式電気集じん装置の場合、1 段目の荷電部と 2 段目の集じん部の総合的な結果として集じん効率が定まる。1 段目の荷電部の荷電量が 2 段目の集じん部とは分離して議論できるので、集じん部を 1 段目の荷電量の測定装置として利用した。

まず、集じん理論に基づき、集じん部の電気条件、寸法条件、粒子条件と計測される集じん効率から荷電量を求める手順について検討した。次に、荷電理論に基づき、荷電部の電気条件、寸法条件、粒子条件から荷電量を求める手順について検討した。なお、集じん部の電気条件は、平等電界で静的であり、単純にとらえることができる。それに対し荷電部の電気条件は、不平等電界であり、動的であり、複雑なため、近似による計算を行う必要がある。また、電界がある状態での拡散荷電については、複数の理論がある。これらの選択についても検証した。

### 2-2 集じん理論

集じん部（コレクタ:collector と呼ぶ）は 1 組 2 枚の平行平板電極から構成される。これらの電極には異なる電圧が印加されている。電極は端部を除き平等電界を形成する。以下の計算ではコレクタ内の帯電粒子による空間電荷が作る電界は無視できるとする。また、電極が十分の長さを持つとして、端部の電界影響を無視する。端部の影響を無視することから、

電極板の厚さについては考慮不要である。さらに気流についても端部での乱れを無視し、電極板間の風速は一定であるとする。気流は非圧縮性の気体からなり、コレクタ内での圧力、温度の変化はないとする。粒子は球形であり、コレクタ内で凝集、分裂は起こらず、形状は不変であるとする。居住環境の空気を考える場合に、上記の気体は大気圧空気であり、粒子濃度は十分に低く、既に粒径分布は安定していて、これらの仮定にあまり無理はないと考える。

帯電した粒子は金属電極板に接触したときに捕集されるものとして、その後の電荷消失速度は考慮せず、再飛散も行われぬとする。クーロンの法則と層流での粒子の運動方程式から、粒子の帯電量（荷電量）と集じん効率の関係式を求める。

参考として、一階線形常微分方程式の公式を記す

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dy(x)}{dx} + P(x)y(x) = 0 \\ y(x) = A \exp(-\int P(x')dx') \end{array} \right. \quad (2-1)$$

$y(x)$ ,  $P(x)$ は任意の関数、 $A$ は定数である。

ストークス域(レイノルズ数  $Re < 2$ )で流体抵抗を受けながら運動する粒子の時刻  $t$  での静電界  $y$  方向の粒子速度  $v_y$  は、終端速度  $v_s$  を使って次のように書ける。

$$v_y = v_s \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{18\mu_f t}{d^2\rho}\right) \right\} \quad (2-2)$$

ここで、 $d$ :粒子の直径

$\mu_f$ :空気の粘性係数

$\rho$ :粒子の密度

コレクタ内部での粒子は、図 2-1 に示すように主流体による流れ方向の速度  $v_x$  と静電界による静電界方向の速度  $v_y$  から時刻  $t \rightarrow t+dt$  の間に、 $x$  方向に  $v_x dt$ 、 $y$  方向に  $v_y dt$  移動する。時刻  $t$  での粒子の位置が捕集電極より距離  $v_y dt$  よりも近い場合、時刻  $t+dt$  には、この粒子は捕集電極に到達し、捕集されることになる。

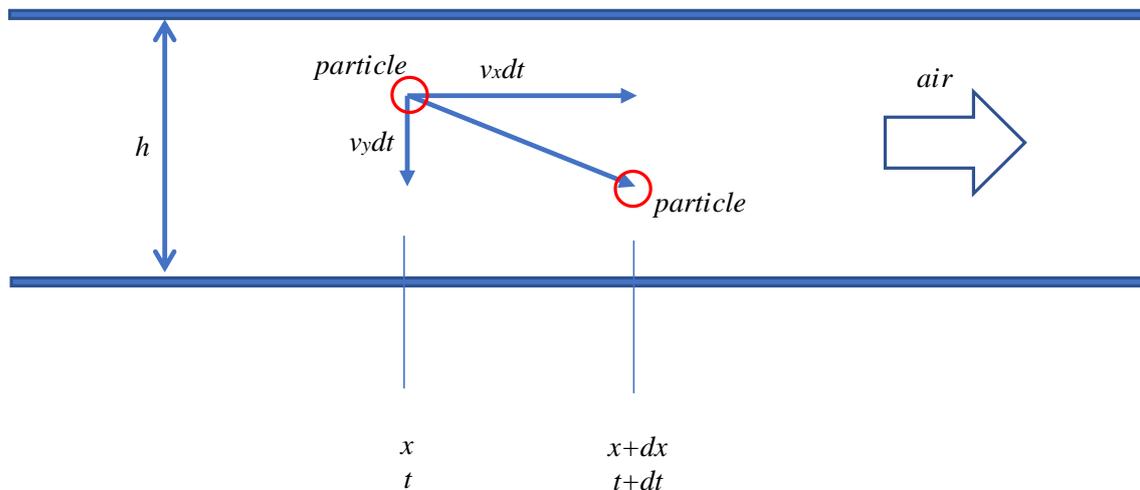


図 2-1 Motion of particle inside collector

時刻  $t+dt$  での粒子の  $x$  方向の位置を  $x+dx$  と書くと、

$dx=v_x dt$  であり、

時刻  $dt$  で丁度電極に到達する時刻  $t$  での  $y$  方向の粒子の位置  $y_0$  は、

$$y_0 = v_y dt = \frac{v_y dx}{v_x} \quad (2-3)$$

となる

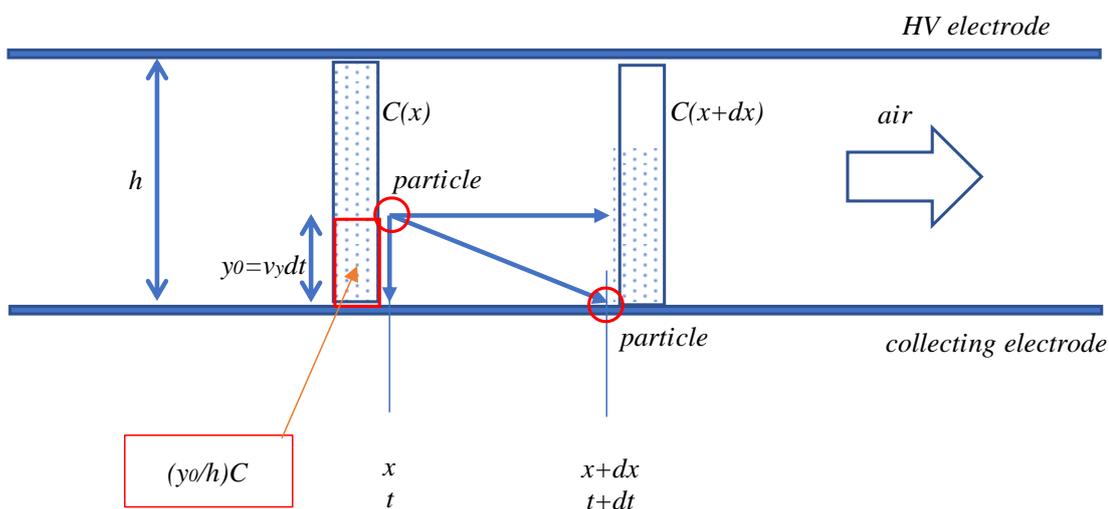


図 2-2 Particle concentration inside collector

粒子濃度の  $y$  方向の分布が、電極間隔  $h$  にわたり一様に  $C$  だとすると、図 2-2 に示すように  $y_0$  よりも捕集電極に近いところにある粒子の量は、位置  $x$  での断面濃度で考えると、

$$\frac{y_0}{h} C = \frac{v_y dx}{h v_x} C \quad (2-4)$$

この量は、位置  $x$  での濃度  $C(x)$  が位置  $x+dx$  で濃度  $C(x+dx)$  に減少したときの濃度差に相当するので、微分方程式で次のように表される。

$$\frac{dC}{dx} = -\frac{v_y}{h v_x} C \quad (2-5)$$

なお、十分に大きな拡散力により、コレクタのどの位置でも  $y$  方向の濃度は一様と考える。

式(2-2)と式(2-5)より

$$\frac{dC}{dx} = -\frac{v_y}{h v_x} C = -\frac{v_s}{h v_x} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{18\mu_f t}{d^2 \rho}\right) \right\} C \quad (2-6)$$

ここで、粒子の性質に関する項を  $M$  と置いて、 $t$  を  $x$  に置き換える。

$$M \stackrel{\text{def}}{=} \frac{18\mu}{d^2 \rho} \quad (2-7)$$

$$x = v_x t \quad (2-8)$$

$$t = \frac{x}{v_x} \quad (2-9)$$

$$\frac{dC}{dx} = -\frac{v_s}{h v_x} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{Mx}{v_x}\right) \right\} C \quad (2-10)$$

式(2-10)を一階線形常微分方程式(2-1)に当てはめて解く。

$$P(x) = \frac{v_s}{h v_x} \left\{ -\exp\left(-\frac{Mx}{v_x}\right) + 1 \right\} \quad (2-11)$$

$$\int P(x) dx = \frac{v_s}{h v_x} \left\{ \frac{v_x}{M} \exp\left(-\frac{Mx}{v_x}\right) + x \right\} \quad (2-12)$$

$$\begin{aligned} C &= A \exp\left[-\frac{v_s}{h v_x} \left\{ \frac{v_x}{M} \exp\left(-\frac{Mx}{v_x}\right) + x \right\}\right] \\ &= A \exp\left[-\frac{v_s}{h} \left\{ \frac{1}{M} \exp\left(-\frac{Mx}{v_x}\right) + \frac{x}{v_x} \right\}\right] \end{aligned} \quad (2-13)$$

$x = 0$  のとき  $C = C_{in}$  とおくと、

$$C(x=0) = A \exp\left(-\frac{v_s}{hM}\right) = C_{in} \quad (2-14)$$

$$A = C_{in} \exp\left(\frac{v_s}{hM}\right) \quad (2-15)$$

$$\begin{aligned} C &= C_{in} \exp\left(\frac{v_s}{hM}\right) \exp\left\{-\frac{v_s}{hM} \exp\left(-\frac{Mx}{v_x}\right) - \frac{v_s}{hv_x} x\right\} \\ &= C_{in} \exp\left[\left(\frac{v_s}{hM}\right) \left\{1 - \frac{Mx}{v_x} - \exp\left(-\frac{Mx}{v_x}\right)\right\}\right] \end{aligned} \quad (2-16)$$

コレクタ奥行  $L_{coll}$  に対して、 $C_{out} = C(x = L_{coll})$  とおくと、透過率  $1-\eta$  の定義から、

$$1 - \eta = \frac{C_{out}}{C_{in}} = \exp\left[\left(\frac{v_s}{hM}\right) \left\{1 - \frac{ML_{coll}}{v_x} - \exp\left(-\frac{ML_{coll}}{v_x}\right)\right\}\right] \quad (2-17)$$

典型的な値として、 $\mu=1.822 \times 10^{-5} \text{Pa}\cdot\text{s}$ 、 $d=3.87 \times 10^{-7} \text{m}$ 、 $\rho=2200 \text{kg/m}^3$  とすると  $M=9.9 \times 10^5 [1/\text{s}]$ 、同様に典型的な値として  $L_{coll}=0.03 \text{m}$ 、 $v_x=3 \text{m/s}$  とすると  $ML_{coll}/v_x=9900$  である。

$1 \ll ML_{coll}/v_x$ 、 $\exp(-ML_{coll}/v_x) \ll 1$  であり、式(2-17)は次のように近似できる。

$$1 - \eta = \exp\left(-\frac{v_s L_{coll}}{hv_x}\right) \quad (2-18)$$

静電界方向の終端速度  $v_s$  は、コレクタ電界強度  $E_{coll}$  と粒子の荷電量  $q$  によって、次のように書ける。

$$v_s = \frac{qE_{coll}C_m}{3\pi\mu_f d} \quad (2-19)$$

ここで  $C_m$  はカニンガムの補正係数であり、ガスの平均自由行程  $\lambda$  の式(2-20)で表した値を今後の計算に用いた。ガスの平均自由行程  $\lambda$  はガス温度  $T$ 、ガス圧力  $P$  に対して式(2-21)である。

$$C_m = 1 + 2.514 \frac{\lambda}{d} + 0.8 \frac{\lambda}{d} \exp\left(-0.55 \frac{d}{\lambda}\right) \quad (2-20)$$

$$\lambda = 6.61 \times 10^{-8} \frac{T}{293} \times \frac{1}{P} \quad (2-21)$$

式(2-19)を式(2-18)に代入して、 $q$ について解くと、集じん効率 $\eta$ または透過率 $(1-\eta)$ から荷電量 $q$ を実験的に求めるときの式(2-22)が得られる。

$$q = -\ln(1 - \eta) \frac{3\pi h^2 \mu_f dv_x}{V_{coll} L_{coll} C_m} \quad (2-22)$$

ここで、 $E_{coll}$ をコレクタ印加電圧  $V_{coll}$ の式(2-23)として置き換えた。

$$V_{coll} = E_{coll} h \quad (2-23)$$

式(2)、式(19)の導出について補足する。

まず、参考として、1階の微分方程式の解を記す。

$$\frac{dy}{dx} + Ay + B = 0 \quad (2-24)$$

$$y = C \exp(-Ax) - \frac{B}{A} \quad (2-25)$$

$y$ は $x$ の任意の関数、 $A$ 、 $B$ 、 $C$ は定数である。

重力による沈降、浮力が無視できる程度の小さい直径の荷電粒子に対して、電界による力と流体抵抗だけを受けて運動する場合の運動方程式は、次のように表される。

$$m \frac{dv}{dt} = qE - \frac{C_D S_p \rho_f v^2}{2C_m} \quad (2-26)$$

ここで、 $m(= \pi \rho d^3/6)$ は粒子の質量、 $S_p(= \pi d^2/4)$ は粒子の投影断面積、 $\rho_f$ は流体の密度である。

抵抗係数  $C_D$  はストークス域すなわちレイノルズ数  $Re < 2$  の整流の範囲で次のようになる。

$$C_D = \frac{24}{Re} \quad (2-27)$$

$$Re = \frac{dv \rho_f}{\mu_f} \quad (2-28)$$

式(2-27)と式(2-28)から、式(2-26)右辺の第2項は、 $-3\pi\mu_f dv$ となる。

これを式(2-24)に当てはめると、解は式(2-25)から、次のようになる。

$$v = C \exp\left(-\frac{3\pi\mu_f dt}{mC_m}\right) + \frac{qE_{coll}C_m}{3\pi\mu_f d} \quad (2-29)$$

t=0 のとき v=0 とすると

$$v = \frac{qE_{coll}C_m}{3\pi\mu_f d} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{3\pi\mu_f dt}{mC_m}\right) \right\} \quad (2-30)$$

t→∞ のとき v=v<sub>s</sub> とするとこれは式(2-19)であり、

$$v = v_s \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{3\pi\mu_f dt}{m}\right) \right\} \quad (2-31)$$

m を d と ρ の式で表すと、上式の指数関数の引数は  $\frac{18\mu_f}{d^2\rho}$  となり、v=v<sub>s</sub> とおくと、式(2-31)は式(2-2)となる

電気集じん装置の集じん理論として、Deutsch の式<sup>1)</sup>が知られている。

$$\eta = 1 - \exp\left(-\frac{v_d S_{coll}}{Q}\right) \quad (2-32)$$

ここで、v<sub>d</sub>は集じん効率と関連付けるための係数であり、集じん電極方向へのみかけの粒子速度に相当する。S<sub>coll</sub>は集じん電極面積の総和、Qは単位時間当たりの気体流量である。極板間の容積は hS<sub>coll</sub>であるから、hS<sub>coll</sub>/Qは極板間に粒子が滞留している時間である。よって S<sub>coll</sub>/Qは極板間に粒子が滞留している時間を極板間隔で除した値になる。これは式(17)の 1-η を η の式に変形したときの、exp 内の第 2 項に対応している。v<sub>d</sub> = v<sub>s</sub>/M であり、極板間に粒子が滞留する時間は、極板長さ L<sub>coll</sub>と気流方向の粒子速度 v<sub>x</sub>の比 L<sub>coll</sub>/v<sub>x</sub>として表されている。第 1 項および第 3 項が Deutsch の式からの差分である。

S<sub>coll</sub>/Q が大きい範囲で Deutsch の式が実測値より高い集じん効率を与えることが多く、Matt が修正式(28)を提案している<sup>1)</sup>。

$$\eta = 1 - \exp\left(-\frac{v_d S_{coll}}{Q}\right)^{k_M} \quad (2-33)$$

この報告では荷電量 q を求める際に、η の値が 1 に近いと測定精度が低くなることから、

極端に小さい  $Q$  で試験を行っていない。そのため、Matt の修正式の指数  $k_M$  を用いることなく、計算した結果が測定結果とよく整合した。その結果については次章 3-3 節で述べる。

## 2-3 荷電理論

### 2-3-1 拡散荷電

イオンによる粒子の荷電には、拡散荷電と電界荷電の二つの作用が知られている。ここでは、まず拡散荷電について古典的な式の導出につながる考え方を述べた後、理論値を計算する際に用いた拡散荷電式の中のイオン密度について考察した結果を述べる。

電界荷電が粒子表面に入りこむ電気力線がなくなる状態となる飽和帯電量を持つのに対して、拡散荷電は、一定量のイオンがある中で、粒子は時間とともに衝突回数を増やす。よって飽和帯電量は存在しない。しかし、帯電量が増えるにしたがって、同極電荷の斥力の影響も大きくなっていくので、時間当たりの帯電量である帯電速度は次第に小さくなっていく。ある時点での帯電量の相対値を考える上で、擬似飽和帯電量  $q_m$  [C] を仮定する。また、帯電量と独立な荷電速度  $\beta$  [C/s] =  $\beta$  [A] を考える。

$\beta$  は熱運動による荷電で温度  $T$  の関数で、時間変動しない  $d\beta(T)/dt=0$  である。

熱運動によるイオンと粒子の接近は、帯電とイオンの極性が同じであるから斥力として働き、帯電量の増加とともに減少する

拡散荷電量  $q_d$  の時間変化が  $\beta$  に比例して、 $q_d=0$  では有限の値  $\beta$  になり、 $q_d/q_m$  の増加とともに減少し、 $q_d \rightarrow \infty$  でゼロに向かう関数として、以下を仮定する。

$$\frac{dq_d}{dt} = \beta \exp\left(-\frac{q_d}{q_m}\right) \quad (2-34)$$

変数分離して、積分すると

$$\int \exp\left(\frac{q_d}{q_m}\right) dq_d = \beta \int dt \quad (2-35)$$

積分定数を  $C$  として、これを解くと、

$$\exp\left(\frac{q_d}{q_m}\right) = \frac{\beta}{q_m} t + C \quad (2-36)$$

$$q_d = q_m \ln\left(\frac{\beta}{q_m} t + C\right) \quad (2-37)$$

$t=0, q_d=0$  より  $C=1$

$$q_d = q_m \ln \left( 1 + \frac{\beta}{q_m} t \right) \quad (2-37)$$

これは次の White の式<sup>2)</sup>と同じ形になっている

$$q_d = \frac{4\pi\epsilon_0 a k_B T}{e} \ln \left( 1 + \frac{a C_T C_i e^2}{4\epsilon_0 k_B T} t \right) \quad (2-38)$$

ここで、 $k_B$ はボルツマン定数、 $T$ は温度、 $C_T = (3k_B T / m_{ion})^{1/2}$ はイオンの熱運動速度の二乗平均値、 $m_{ion}$ はイオン質量、 $C_i$ はイオン密度である。

式(2-37)と対比させると、

$$q_m = \frac{4\pi\epsilon_0 a k_B T}{e} \quad (2-39)$$

$$\frac{\beta}{q_m} = \frac{a C_T C_i e^2}{4\epsilon_0 k_B T} \quad (2-40)$$

$$\beta = \pi a^2 C_T C_i e \quad (2-41)$$

$\beta$ は粒子投影面積 $\pi a^2$ に電荷密度 $C_i e$ のイオンが速度 $C_T$ で衝突する時間当たりの電荷量  
=電流を表している

$t=0$ あるいは $q_d=0$ のとき  $\frac{dq_d}{dt} = \beta$  であり、

$\beta$ は帯電していないときの電荷量の増加速度でもある

擬飽和度を示す  $q_d/q_m = \ln \left( 1 + \frac{a C_T C_i e^2}{4\epsilon_0 k_B T} t \right)$  は、任意の  $x$  に対して

$$\lim_{x \rightarrow 0} \ln(1+x) = x \quad (2-42)$$

より、 $1 \gg \frac{a C_T C_i e^2}{4\epsilon_0 k_B T} t$ のときに  $\frac{a C_T C_i e^2}{4\epsilon_0 k_B T} t$ に近似になるので、

$$q_d = \beta t = \pi a^2 e C_T C_i t = \pi a^2 C_T \frac{j}{\mu E_{ion}} t \quad (2-43)$$

この近似条件は、粒径が小さく、電流が少なく、粒子のイオン空間滞在時間が短いほど成立しやすい。

従来型の（接地電極を被覆していない）荷電部の定格運転条件は、

ワイヤ中心からの距離  $x=3\text{mm}$  の位置で、

$$I=75 \mu \text{A}, j=I/0.4[\text{m}]/2\pi x=0.0100[\text{A}/\text{m}^2]$$

$$E_{ion}=4.7\text{kV}/5.94\text{mm}=7.91 \times 10^5[\text{V}/\text{m}]$$

イオン空間の平均奥行  $L_{ion} = 1\text{mm}$ , 粒子速度  $v_x = 2.50\text{m}/\text{s}$  より  $t = L_{ion} / v_x = 4 \times 10^{-4}[\text{s}]$

$$C_T = 370.9\text{m}/\text{s}, T = 298\text{K}$$

$$\frac{a C_T C_i e^2}{4 \epsilon_0 k_B T} t = \frac{a C_T j e}{4 \epsilon_0 k_B T \mu E_{ion}} t = 4.091, \ln(1+4.091)=1.627$$

オゾンを低減するために、小さい電流で必要な荷電量を得ることを目的としているので、電流が小さいときの荷電について検討する。電流が 1/10 になると、電界強度の減少分も加味して

$$\frac{a C_T j e}{4 \epsilon_0 k_B T \mu E_{ion}} t = 0.447, \ln(1+0.447)=0.370$$

まだ、両者の差は大きく、近似が成り立つとは言い難いので、さらに電流を定格の 1/100 にすると、電界強度の減少分も加味して

$$\frac{a C_T j e}{4 \epsilon_0 k_B T \mu E_{ion}} t = 0.0447, \ln(1+0.0447)=0.0437$$

この両者は十分近いので、電流が定格電流の 1/100 まで小さいときには、式(2-43)の近似が成り立ち、拡散荷電量  $q_d$  は電界強度に反比例する。

次に、理論電荷量の計算に用いる数値について述べる。荷電部での放電状態は大気圧下の低温プラズマであり、荷電に関わる空気イオンは中性の空気分子と激しく衝突するためと熱平衡にある。温度  $T$  はイオンの温度であるが、直接計測可能な空気温度を用いる。粒子直径  $d$  は、粒子個数濃度を計測するパーティクルカウンタの粒径範囲から代表値を求める。粒子数の個数分布は対数粒子径に対して指数関数的な分布を持つ。よってこのような分布の代表として通常用いられる幾何平均値を代表の粒径とする。イオン質量  $m_{ion}$  は、 $(\text{NH}_4)^+(\text{H}_2\text{O})_2$  のイオン質量  $8.97 \times 10^{-26}\text{kg}$  を用いる。これは、長門<sup>3)</sup>による大気圧下の正極コロナ放電での生成イオンの変化の研究から、安定した状態のイオン種として選択した。

イオン個数濃度  $C_i$  の元となるイオン空間  $Z$  と荷電時間  $t_{ion}$  および、ワイヤ対平板電極の寸法との関係について、図 2-3 を用いて説明する。

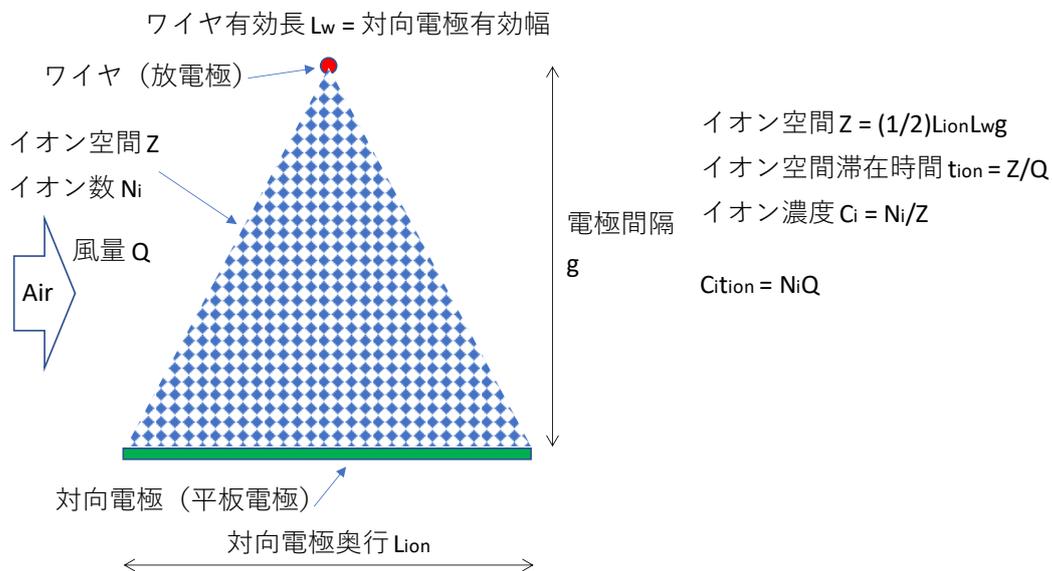


図 2-3 ワイヤ対平板電極のイオン空間と荷電時間

放電電極であるワイヤと対抗する平板電極が作る三角柱の領域を放電により発生したイオンが満たされている空間、イオン空間とする。この体積  $Z$  は、ワイヤ有効長を  $L_w$ 、対向電極奥行を  $L_{ion}$ 、電極間隔を  $g$  とすると、

$$Z = (1/2) L_w L_{ion} g \quad (2-44)$$

と表すことができる。対向電極の有効幅もワイヤ有効長と同じ  $L_w$  とした。この空間を通過する風量を  $Q$  とすれば、イオン空間滞在時間  $t_{ion}$  は、

$$t_{ion} = Z / Q \quad (2-45)$$

ある瞬間にイオン空間  $Z$  内に存在するイオン数を  $N_i$  とすると、イオン濃度  $C_i$  は、

$$C_i = N_i / Z \quad (2-46)$$

ここで式(2-38)を見ると、 $C_{it_{ion}}$ の積の項があり、独立に  $C_i$ ,  $t_{ion}$ の項はない。

式(2-45), (2-46)から明らかなように、 $C_{it_{ion}}$ の積には  $Z$  が含まれない。すなわち  $Z$  をどのようにとっても構わない。実際に、イオンの広がり、対向電極奥行全体に広がっているとは限らない。放電開始電圧と比べてあまり高くない電圧のときには、電流の領域、すなわちイオンの領域は、ワイヤ直下の狭い範囲に限定されることが知られている<sup>4)</sup>。またイオン空間の形状が三角柱ではなく、釣り鐘型であったとしても、 $C_{it_{ion}}$ の積はその大きさによらないことになる。また、これはイオン濃度  $C_i$  がワイヤ近くでは大きく、対向電極近くでは小さくても、ワイヤ近くのイオン空間の幅の狭いところを通過する粒子の通過時間が短く、対向電極近くを通過する粒子の通過時間が長いことで積が一定になるとすれば、粒子の通過位置が荷電量を決定する  $C_{it_{ion}}$  に影響を与えないことを意味する。

次に、ある瞬間にイオン空間に存在するイオン数  $N_i$  を求める。1s に電極間を移動するイオンの数は電流  $I$  と電気素量  $e$  から求まるので、イオンが電極間を移動する時間が分かれば、イオン数  $N_i$  が決まる。イオンの移動時間  $t_i$  は、速度  $v_i$  と距離で求まる。距離は電極間距離  $g$  であり、イオンの速度  $v_i$  は、モビリティ  $\mu$  と電界強度  $E_{ion}$  により決まる。

$$v_i = \mu E_{ion} \quad (2-47)$$

$$t_i = g/v_i \quad (2-48)$$

$$N_i = (I/e) t_i \quad (2-49)$$

式(2-47)~式(2-49)より、

$$N_i = (I/e)g/\mu E_{ioni} \quad (2-50)$$

イオンのモビリティは、気圧  $1.013 \times 10^5 \text{Pa}$  時の正極放電の空気イオンの値<sup>5)</sup>  $1.84 \times 10^{-4} \text{m}^2/\text{Vs}$  を用いる。

円筒電極半径をワイヤ中心から対向電極表面までの距離として、電界強度をワイヤ対円筒電極の式<sup>6)</sup>として計算した後、線対平板電極の電界強度の概算値<sup>7,8)</sup>を用いて比較した。

電界強度を通過する粒子の領域ごとに計算して求めた荷電量と、すべての粒子が代表電界強度を通過するとしたときの荷電量を比較して、代表電界強度を検討した。このとき、電界強度の平均と、平均電界強度となるワイヤからの距離について検討した。結果的に、電位差を電極間距離で除した、単純な平均電界強度で代用しても問題ないことが分かった。

次に、電極間に粒子(ダスト)があるときに、空間電荷による電界<sup>9)</sup>への影響を計算した。

ダストの影響が1割程度現れるのは、ここで通常の室内粒子濃度より5桁大きい時である。居住空間の粒子濃度を対象とする場合には、ダストの空間電荷による電界強度の上昇は無視することができる。

円筒電極の場合には、電流は等方的に流れ、電流密度は中心からの距離に対して一様になる。一方線対平板電極の場合には、線からの距離が平板上で異なるので、線直下に電流が流れやすく、電流密度は一様ではない。正極放電のときの電流密度を計算した結果、奥行の4割程度に全電流の90%程度が到達し、平板電極の端ではほとんど電流が流れていないことが分かった。端部はエッジ効果で電界が強まるが、その影響が必要以上に大きくはないことが推測される。この結果は4章で検討する被覆した接地電極荷電部の電流密度の分布との関係で参考となる。

### 2-3-2 電界荷電

2種類の荷電メカニズムのうち、古典的な電界荷電式の導出につながるモデルについて述べる。

対象となる粒子は一般に誘電体(=金属ではない)なので、電界中では分極し、電界中では粒子に電界が集中する。荷電装置の放電極性と同極のイオンが荷電空間に漂うので、粒子はこの極性に帯電する。

帯電した粒子は放電極性と同極性の電位を帯びるので、電界強度が減少する。帯電電荷量が増えて粒子電位が放電極電位と等しくなった時に、粒子表面の電界がゼロになり、それ以上荷電しなくなる(=飽和帯電)。

飽和帯電量は、粒子の表面積、電界強度に比例し、誘電率に依存する。

図2-4は粒子の分極が帯電によって変わっていく様子と、分極および帯電による電界の変化を電気力線で表している。ただし、ここで粒子の正電荷から始まる電気力線を省略している。

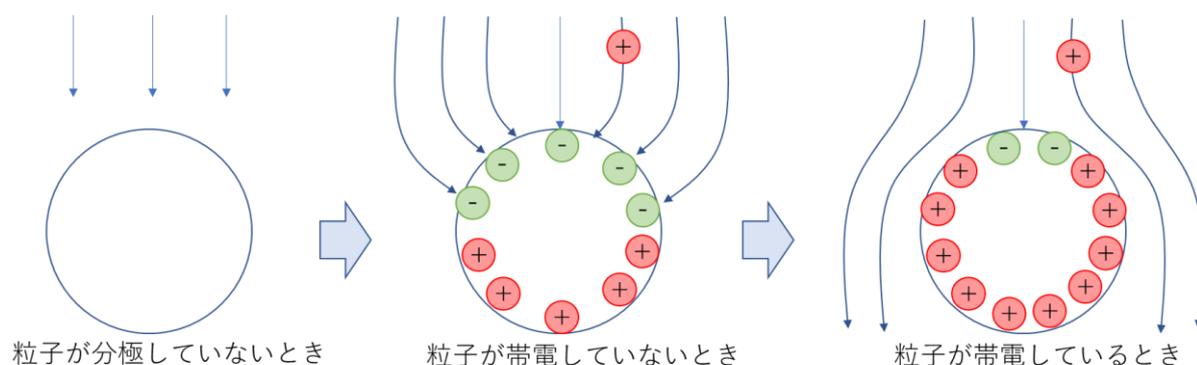


図2-4 粒子の帯電状態による分極と電気力線の様子

飽和帯電量  $q_\infty$ , 粒子半径  $a$ , 電界強度  $E_{ion}$ , 比誘電率  $\epsilon_s$  として, Pauthenier の式の一部の次式が知られている<sup>10)</sup>。

$$q_\infty = 4\pi a^2 \frac{3\epsilon_s}{\epsilon_s + 2} E_{ion} \quad (2-51)$$

帯電量の時間変化を次のように考える。図 2-4 で表すように, 粒子が帯電していないときに粒子に向かう電気力線の領域は粒子の直径より大きくなる。この領域にあるイオンが粒子と衝突することになるので, この面積はイオンと粒子の衝突断面積と考えることができる。粒子の帯電が進むとこの面積が小さくなることから, 帯電の時間変化(時間当たりの荷電量)が小さくなることを示している。この時間変化を定量的に検討するため, 図 2-5 のようにこの衝突断面積  $S$  と帯電量との関係を式(2-52)のように考える。

$$S = \pi(a \sin\theta)^2 \cong \pi \left( a \frac{n_s - n}{n_s} \right)^2 \quad (2-52)$$

帯電数の時間変化を, イオン密度  $C_i$  と衝突断面積  $S$  に比例するとして式(2-53)で表す。

$$\frac{dn}{dt} = k' C_i S = k C_i \frac{(n_s - n)^2}{n_s^2} \quad (2-53)$$

ここで帯電数  $n$ , 飽和帯電数  $n_s$ , 比例係数  $k, k'$ , イオンが粒子に向かう電界の面積  $S$ , 逆極性に分極する電荷の作る角度  $2\theta$  とした。

正電荷から出る電気力線を省略している

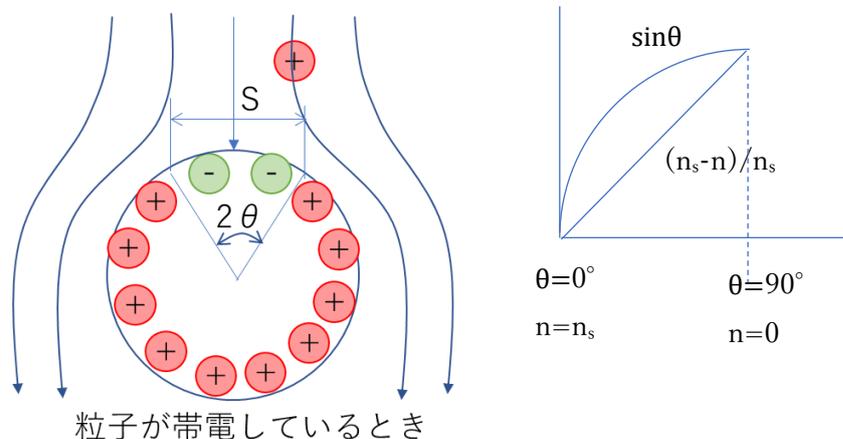


図 2-5 帯電粒子のイオン衝突領域の説明

$X = n_s - n$  とおくと式(2-53)は積分定数  $C$  として、次のようになる。

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn}{dX} \frac{dX}{dt} = -\frac{dX}{dt} = -\frac{kC_i}{n_s^2} X^2 \quad (2-54)$$

$$\int \frac{1}{X^2} dX = -\frac{kC_i}{n_s^2} \int dt \quad (2-55)$$

$$\frac{1}{X} = \frac{kC_i}{n_s^2} t + C \quad (2-56)$$

$t = 0$  のとき  $n = 0$ ,  $X = n_s$  より  $C = \frac{1}{n_s}$

$$\frac{1}{X} = \frac{kC_i t}{n_s^2} + \frac{1}{n_s} \quad (2-57)$$

$$X = \frac{n_s^2}{n_s + kC_i t} \quad (2-58)$$

$$n = n_s - X = n_s \frac{n_s + kC_i t - n_s}{n_s + kC_i t} = n_s \frac{kC_i t}{n_s + kC_i t} = n_s \frac{kC_i t / n_s}{1 + kC_i t / n_s} \quad (2-59)$$

電気素量  $e$  に対して  $q_\infty = n_s e$  であり,  $q_f = ne$  とすると電界荷電量  $q_f$  の Pauthenier の式

$$q_f = q_\infty \frac{jt/4\varepsilon_0 E_{ion}}{1 + jt/4\varepsilon_0 E_{ion}} \quad (2-60)$$

と同じ形になる。

式(2-59)と式(2-60)を比較して、右辺分子を等しいおくと式(2-61)となる。

$$\frac{kC_{i0}t}{n_s} = jt/4\epsilon_0 E_{ion} \quad (2-61)$$

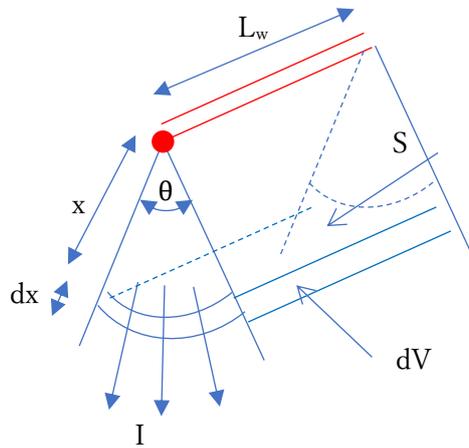


図 2-6 電流密度, イオン密度の説明

図 2-6 は電流密度  $j$  [A/m<sup>2</sup>], イオン密度  $C_i$  [pcs/m<sup>3</sup>] の説明図である。長さ  $L_w$  [m] のワイヤから角度  $\theta$  [rad] で電流  $I$  が放射状に流れる。ワイヤからの距離  $x$  [m] の位置での電流密度  $j$  は,  $x$  での電流の通過する面積  $S$  [m<sup>2</sup>] =  $x\theta L_w$  に対して,

$$j = I/S = I/ x\theta L_w \quad (2-62)$$

イオン移動度  $\mu$  [m<sup>2</sup>/Vs], 電界強度  $E_{ion}$  [V/m] の積はイオンの移動速度  $v_i$  [m/s] である。距離  $x$  での放射方向の微小距離  $dx$  の作る体積  $dV$  [m<sup>3</sup>] =  $Sdx = x\theta L_w dx$  中のイオンの個数  $N_i$  [pcs] は,  $dV$  をイオンが通過する時間を  $dt$  [s] とすると,

$$v_i = dx/dt = \mu E_{ion} \text{ より,}$$

$$N_i = Idt/e = I dx/e\mu E_{ion} \quad (2-63)$$

イオン密度は

$$C_i = N_i/dV = (I dx/e\mu E_{ion})/(x\theta L_w dx) = (I/x\theta L_w)/e\mu E_{ion} = j/e\mu E_{ion} \quad (2-64)$$

このように, 電流密度  $j$  は  $x, \theta$  の関数であり, イオン密度も  $j$  に比例するので,  $x, \theta$  の関数となるが,  $j$  で表すことにより,  $C_i$  は見かけ上,  $x, \theta$  を含まない式で書くことができ

る。

イオン移動度  $\mu$ 、電流密度  $j$  に対して、 $C_i = \frac{j}{e\mu E_{ion}}$  であり、式(2-61)から式(2-53)で定義した比例係数  $k$  は Pauthenier の式(2-51)に合わせて、式(2-65)と書くことができる。

$$k = \frac{n_s j}{C_i 4\epsilon_0 E_{ion}} = \frac{\mu n_s e}{4\epsilon_0} = \frac{\mu q_\infty}{4\epsilon_0} = \frac{\mu}{4\epsilon_0} 4\pi a^2 \frac{3\epsilon_s}{\epsilon_s + 2} E_{ion} \quad (2-65)$$

飽和度を示す  $\frac{q_f}{q_\infty} = \frac{jt/4\epsilon_0 E_{ion}}{1+jt/4\epsilon_0 E_{ion}}$  は、

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{x}{1+x} = x \quad (2-66)$$

より、 $1 \gg jt/4\epsilon_0 E_{ion}$  のときに  $jt/4\epsilon_0 E_{ion}$  に近似となるので、このとき

$$q_f = 4\pi a^2 \frac{3\epsilon_s}{\epsilon_s + 2} E_{ion} \times \frac{jt}{4\epsilon_0 E_{ion}} = \frac{\pi a^2}{\epsilon_0} \frac{3\epsilon_s}{\epsilon_s + 2} jt \quad (2-67)$$

と電界強度  $E_{ion}$  によらない。この近似条件は電流が小さく、粒子のイオン空間滞在時間が短く、電界強度が大きいほど成立しやすい。

従来の被覆のない荷電部の定格運転条件は 2-3-1 節と同様にワイヤ中心からの距離  $x=3\text{mm}$  の位置で、

$$I=75 \mu\text{A}, j=I/0.4[\text{m}]/2\pi x=0.0100[\text{A}/\text{m}^2]$$

$$E_{ion}=4.7\text{kV}/5.94\text{mm}=7.91 \times 10^5[\text{V}/\text{m}]$$

$$\text{イオン空間の平均奥行 } L_{ion} = 1\text{mm}, \text{ 粒子速度 } v_x = 2.50\text{m/s} \text{ より } t = L_{ion}/v_x = 4 \times 10^{-4}[\text{s}]$$

$$\frac{jt}{4\epsilon_0 E_{ion}} = 0.143, \quad 0.143/(1+0.143)=0.125$$

電流が 1/10 になると、電界強度の減少分も加味して

$$\frac{jt}{4\epsilon_0 E_{ion}} = 0.0156, \quad 0.0156/(1+0.0156)=0.0154$$

この両者は十分近く、定格電流の 1/10 のとき、上記近似が成り立ち、電界荷電量  $q_f$  は電界強度によらないと言える。

なお、電界荷電、拡散荷電に共通して、それぞれ近似が成り立つ条件（小さい電流、粒子とイオンの短い接触時間）で荷電量は  $jt$  に比例するが、 $j$  はイオン空間の面積  $S$  に反比例、 $t$  は  $S$  に比例であり、 $jt$  は  $S$  によらない。イオン電流が  $\theta$  の小さい細い電流分布でも、 $\theta$  の大きい広い電流分布でも荷電量のうち  $jt$  に関する部分には無関係である。

電界荷電の Pauthenier の式<sup>10)</sup>を記す。

$$q_f = q_\infty t_{ion} / (t_{ion} + \tau) \quad (2-68)$$

$$q_\infty = \pi \varepsilon_0 p E_{ion} d^2 \quad (2-69)$$

$$\tau = 4 \varepsilon_0 / \mu C_i e \quad (2-70)$$

$q_f$  : 電界荷電量(C)

$q_\infty$  : 飽和電界荷電量(C)

$\tau$  : 荷電時定数(s)

$p$  : 粒子の誘電率に関する係数

前項の拡散荷電と同様  $C_i t_{ion}$  の積について、電界荷電の式についても調べる。式(2-68)の分母の  $\tau$  は、式(2-70)にあるように分母に  $C_i$  があるので、両式から

$$q_f = q_\infty C_i t_{ion} / (C_i t_{ion} + 4 \pi \varepsilon_0 / \mu e) \quad (2-71)$$

と書き換えれば、 $C_i t_{ion}$  の積だけが出てきて、 $C_i$  と  $t_{ion}$  は単独では現れない。電界荷電でも拡散荷電と同様に、イオン空間  $Z$  を考慮しなくてもイオン数  $N_i$  と風量  $Q$  について計算すればよい。

電界荷電では、周りの電界が粒子の影響によって歪む、別の言い方では、粒子に入り込む電気力線の本数が粒子の比誘電率の影響を受ける。そのため、Pauthenier の式の中で比誘電率  $\varepsilon_s$  の項が含まれる。荷電量は  $\varepsilon_s$  の関数  $p$  に比例する。 $p$  は  $\varepsilon_s=1$  のとき最小値 1 をとり、 $\varepsilon_s$  が大きくなると  $p$  は最大値 3 に近づく。荷電対象の粒子の比誘電率の違いによって荷電量に最大 3 倍の差ができる。

飽和電荷量  $q_\infty$  は電界強度  $E_{ion}$  に比例している。一方、時定数  $\tau$  の分母にある  $N_i$  は  $E_{ion}$  に反比例するので、時定数  $\tau$  は  $E_{ion}$  に比例する。式(2-69)から明らかなように  $\tau$  が大きくなるほど荷電量は小さくなる、電界強度の電界荷電量への影響は荷電飽和量を介した正の相関

と時定数を介した負の相関の両方を含む。

ワイヤ中心から接地電極への電界方向の電界分布とワイヤ中心からの距離によって通過する粒子の電界荷電数を計算した。単純な平均電界強度  $4.7\text{kV}/6\text{mm} = 7.83\text{kV}/\text{cm}$  となる位置は、 $x=1.3\text{mm}$  である。この値は、平均荷電数を与える  $x=1.75\text{mm}$  と近い。このように、平板電極の場合には、単純に求めた平均電界強度で電界強度を代表させて電荷量を計算しても、大きな差異にはならないことが分かった。

### 2-3-3 拡散荷電と電界荷電の総合

コロナ放電による粒子の荷電メカニズムは、粒子とイオンの衝突による電荷の移動である。

粒子とイオンの衝突には、2つの場合がある。

- 1) 電界によるクーロン力によりイオンが粒子方向に運動する電界荷電
  - 2) 電界がないときに粒子とイオンが分子の熱運動によって偶然ぶつかる拡散荷電
- 荷電部には常に電界が生じているので、純粋に拡散荷電だけが起きることはない。

2つの荷電方式による荷電量の和として表される。この和が単純に1:1の和でよいのかどうかは研究者の間で議論が分かれる、未解明の課題である。ここでは、今までの実測結果と理論値の整合が十分とれていることから、1:1の重みづけの和とする。

十分な荷電が得られる場合（電流、時間が十分）、拡散荷電量は、粒子半径  $a$  に対して  $a \cdot \ln(a)$  に比例する。電界荷電量は  $a^2$  に比例する。合計荷電量に対して、相対的に大粒子では電界荷電が、小粒子では拡散荷電が支配的になる。その境目が直径  $0.1\sim 1\mu\text{m}$  である。図2-7に電界荷電と拡散荷電の粒径特性を示す。

静電気力を利用した捕集では  $0.1\sim 0.3\mu\text{m}$  の粒径がもっとも捕集しづらい。タバコ煙の重量濃度ピークが  $0.3\mu\text{m}$  であり、大気じんの重量濃度ピークが  $0.6\mu\text{m}$  である。そして汎用パーティクルカウンタの下限粒径が  $0.3\mu\text{m}$  (粒径範囲幅  $0.1\mu\text{m}$ ) であることから、 $0.3(\sim 0.5)\mu\text{m}$  の粒子の捕集率で性能評価される場合が多い。

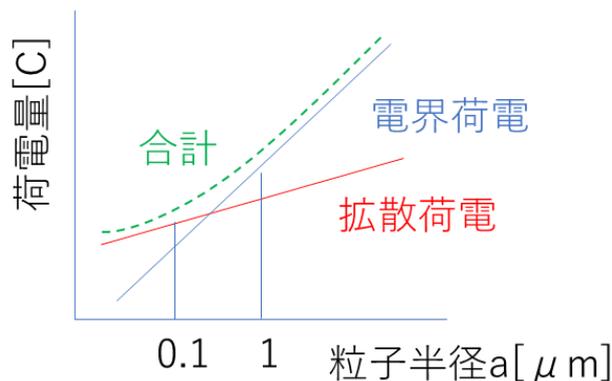


図 2-7 電界荷電と拡散荷電の粒径特性

粒子に対する荷電は、有電界下では拡散荷電と電界荷電の両方の作用が働く。電気集じん装置の荷電部ではコロナ放電によって生成されたイオンと粒子が衝突し荷電するので、コロナ放電を起こすための電界が必ず存在している。二つの荷電に対する影響は、粒子径により異なる。拡散荷電は粒子径が  $0.1 \mu\text{m}$  以下の範囲で、電界荷電は粒子径が  $1 \mu\text{m}$  以上で影響が支配的になるので、これらの範囲では、片方の荷電だけを計算しても誤差が少ない。

粒子径  $0.1 \sim 1 \mu\text{m}$  の範囲では両者が働くので、粒子が受ける総合の荷電量は、両者の荷電量を総合したものになる。この範囲の総合荷電量については、いくつかの研究があり、定まったものがない<sup>11)</sup>。単純に両者を 1 対 1 で合計するというもの<sup>12)</sup>、拡散荷電については 2 倍の重みづけがある(無電界下の 2 倍になる)というもの<sup>13)</sup>、他の要因により重みづけが変化するものがある。

有電界下の拡散荷電について詳しく研究したものに、Liu&Yeh<sup>14)</sup>, Smitu&McDonald<sup>15)</sup>の研究がある。

ここでは、Liu&Yeh の結果を参照している Smith&McDonald の論文に、著者が計算した拡散荷電量  $D$  と電界荷電量  $F$  および、その和を 1:1 で重みづけした  $D+F$  の値をグラフに重ね合わせて図 2-8~10 で比較をする。Smith&McDonald は共通の  $C_i t_{ion} = 10^{13} [\text{s}/\text{m}^3]$  に対して、3 種類の電界強度  $E_{ion} = 0.6, 3.6, 10.8 [\text{kV}/\text{cm}]$  について表しているなので、同じ条件で計算を行った。実験値は Smith&McDonald の論文による。横軸は粒子径を  $\mu\text{m}$  単位で、線形目盛で示した。縦軸は荷電量を電気素量の単位で、対数目盛で示した。

- ① Smith&McDonald
- ② Liu&Hey
- ③  $D+F$

の 3 通りを比べると、3 種類の電界強度全体に対して、③  $D+F$  がもっともよく実験結果に一致している。①, ②とも単一のモデルで有電界下の拡散荷電を数式化したのが、電界荷電と 2 つのモデルで数式化して合計した方がより一致している。

$E_{ion}=0.6$ [kV/cm]では、 $d<0.3$ [ $\mu$ m]で、D+Fは、実験値より大きくなる。

$E_{ion}=3.6$ [kV/cm]では、 $d>0.6$ [ $\mu$ m]で、D+Fは、実験値より大きくなる。

$E_{ion}=10.8$ [kV/cm]では、 $d<0.5$ [ $\mu$ m]で、D+Fは、実験値より小さくなる。

電極間隔約6mmに4.7kVを印加した試験品では、ワイヤ近くを除いて3~5[kV/cm]であり、2番目の電界強度 $E_i=3.6$ kV/cmの計算条件に近い。0.3~0.5 $\mu$ m粒子に対しては、D+Fがよく一致している

ワイヤ近くでは、10[kV/cm]を超えているので、3番目の電界強度の計算条件に近い。

高電界下では0.3~0.5 $\mu$ m粒子に対しては、2:1で重みづけした2D+Fがよく一致している。

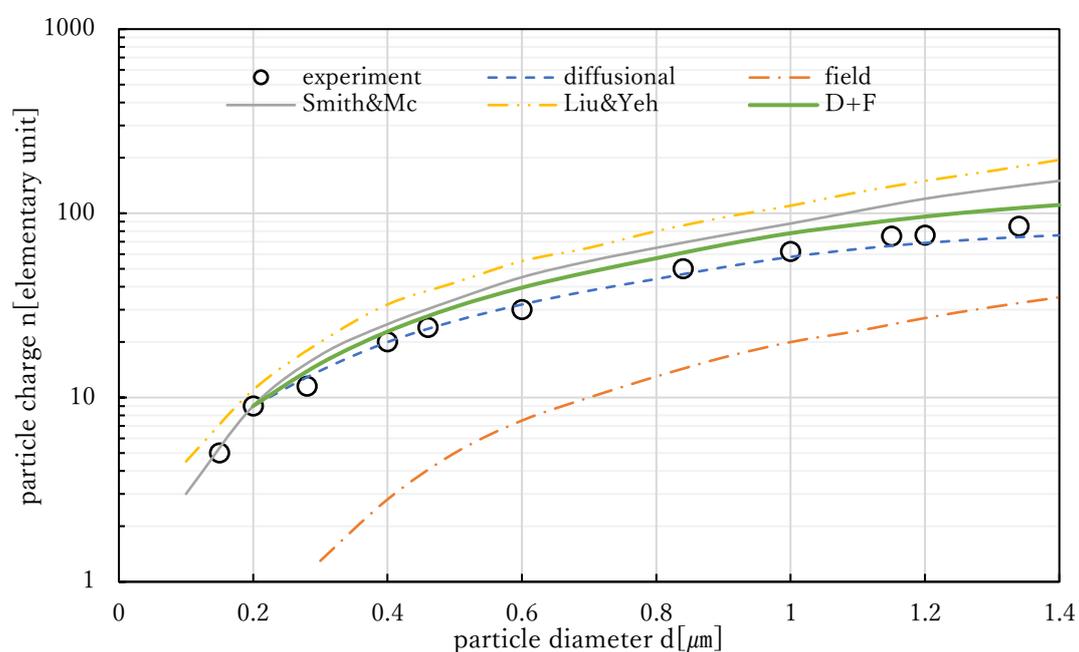


図 2-8 粒径と荷電量の関係  $E_{ion}=0.6$ kV/cm,  $C_i t_{ion}=10^{13}$ s/m<sup>3</sup>

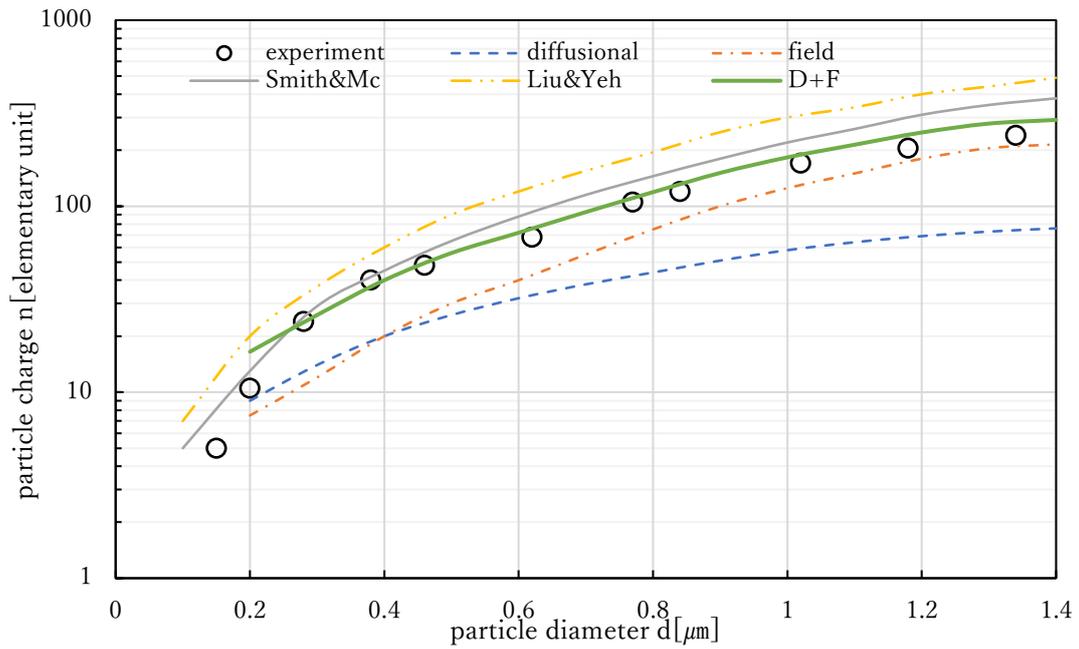


図 2-9 粒径と荷電量の関係  $E_{ion} = 3.6\text{kV/cm}$ ,  $C_i t_{ion} = 10^{13}\text{s/m}^3$

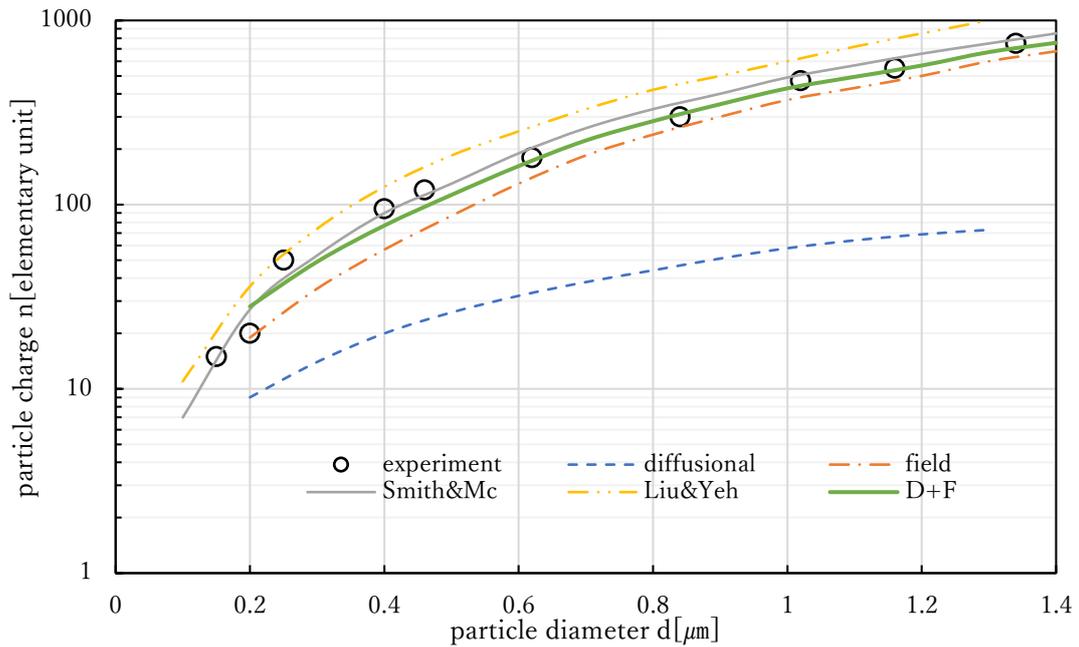


図 2-10 粒径と荷電量の関係  $E_{ion} = 10.8\text{kV/cm}$ ,  $C_i t_{ion} = 10^{13}\text{s/m}^3$

## 2-4 結言

高効率荷電の効果を検証するにあたって、荷電量を正確に求めることが重要である。この章では集じん効率の測定結果から荷電量を求めるための集じん理論について、その計算根

拠を詳細に述べた。そこでは十分小さい粒子から大きい粒子まで空気抵抗を無視せずに記述し、一定の範囲でよく知られている Deutsch の式に等しくなることを示した。ここで導いた荷電量と集じん効率の関係式が、次章以降の荷電量の測定に用いられている。

続いて荷電理論のうち拡散荷電について、擬似飽和荷電量と、帯電量に独立な荷電速度を仮定し、White の式と同型の式を導いた。オゾンを低減するために小さい電流で必要な荷電量を得ることを目的としているので、電流が小さいときの拡散荷電量を検討した。拡散荷電理論式には対数項を含むが、電流が小さいときに拡散荷電量が電流密度と電界強度の比  $j/E_{ion}$  に比例すると近似できる。そのときの電流の範囲について求めた。また、White の式のイオン密度  $C_i$  と粒子がイオン空間を通過する時間  $t_{ion}$  の積  $C_i t_{ion}$  が常に一体となって式に展開されていることから、イオン空間の大きさによらず荷電量が決まることを明らかにした。

電界荷電について、電界中の誘電体粒子の分極と帯電量による電荷分布から、イオンが粒子に衝突する範囲(衝突断面積)を定式化し、衝突確率の時間変化の積分が Pauthenier の式と同型になることを導いた。家庭用空気清浄機として利用されている電気集じん装置の駆動条件に対して、電流を 1/10 まで低減するとき、電界荷電量が電界強度によらなくなることを明らかにした。また、拡散荷電式と同様にイオン空間の大きさによらず電界荷電量が決まることを明らかにした。これらの電流が小さいときの電界強度と荷電量との関係は、高効率荷電のモデルを考える第 4 章での展開に活かされる。

また、本論文では詳細を記さないが、線対平板電極の電界強度分布は複雑であり、荷電量を計算するためにどのように電界強度を代表させるのが良いかとの検証を行った。その結果、印加電圧を電極間距離で除した単純平均電界強度で代用しても大きな差異にならず電荷量が計算できることが分かった。その他イオン密度の算出式を定め、次章以降の理論荷電量の計算の準備をした。

電気集じん装置では電界の存在下で拡散荷電が行われるので、拡散荷電と電界荷電量の差が極端に違わない粒径では、両者を総合した荷電量になる。しかし、この総合荷電量には諸説あり、単純に合計することを示したものの、拡散荷電量を 2 倍の重みづけで足し合わせることを示したものの、その他、Smith&McDonald や Liu&Hey の研究がある。電界強度やイオン密度と粒子の接触時間の積  $C_i t_{ion}$  の値によって、また粒径によって実測値との一致、乖離はまちまちである。そこで、本研究の試験条件の電界強度の範囲、電流範囲、測定対象とする粒径範囲の実測値との一致が最もよく見られる計算方法として、拡散荷電量と電界荷電量を 1:1 の比率で和を取る方法を採用することを決めた。この決定に対する妥当性は次章で実験により検証した。

以上のように、本章では荷電量を測定するための計算の裏付けとなる式を決定し、高効率荷電のモデルに有用な荷電理論の展開を行った。

## 参考文献

- 1) 静電気学会編：静電気ハンドブック， p.48， オーム社(2006)
- 2) H.J.White.: Industrial Electrostatic Precipitation, Addison-Wesley Publishing Co., California(1963)
- 3) 長門研吉：空気中の放電で発生するイオン種と化学反応過程， 静電気学会誌， **35** ,3, 102(2011)
- 4) 原 雅則， 他：電気学会論文誌 A, **101**, 7, 387(1981)
- 5) 電気学会編：電気工学ハンドブック第6版， p.484， 社団法人電気学会(2001)
- 6) 静電気学会編：静電気ハンドブック， p.1156， オーム社(2006)
- 7) 高分子学会編：静電気ハンドブック， p.453， 地人書館(1978)
- 8) 静電気学会編：静電気ハンドブック， p.1160， オーム社(2006)
- 9) 高分子学会編：静電気ハンドブック， p.452， 地人書館(1978)
- 10) M.Pauthenier and M.Moreau-Hanot:Spherical particles in an ionized field, J.Phys.Radium, **3**(1932) 590
- 11) 水野 彰：粒子帯電の制御技術、エアロゾル研究 Vol.2,No.2 p.88-97(1987)
- 12) 電気学会編：電気工学ハンドブック第6版， p.1952， 社団法人電気学会(2001)
- 13) 高分子学会編：静電気ハンドブック， p. 455， 地人書館(1978)
- 14) Liu and Yeh: On the theory of charging of aerosol particles in an electric field. J.of Applied Physics,**39** (1968) 1369
- 15) Smith and McDonald: Development of a theory for the charging of particles by unipolar ions. J.Aerosol Sci.,**7** (1976) 151

## 第3章 荷電量測定

### 3-1 緒言

オゾン抑制につながる高効率荷電の効果を検証するにあたって、荷電量を正確に求めることが重要である。前章で検討した荷電理論式、集じん理論式を用いて、放電電流、風量、粒子径、粒子の比誘電率、空気温度、粒子モビリティ、電界強度など、条件となる物理量の変化が荷電量にどのように影響するかを調べた。また、荷電量、コレクタ電圧、風量、コレクタ電極間隔、電極面積、粒子径、粒子密度、空気粘性が集じん効率、透過率にどのように影響するかを調べた。これによって、この後の試験を進める上での影響の度合いをあらかじめ知っておくことができる。

次に荷電量測定装置としての妥当性を検証するために、理論と実験値を比較した。荷電量を直接計測することは困難であるので、荷電部、集じん部それぞれの条件によって計算された集じん効率を実測された集じん効率と比較することで、計算手順の妥当性を確認した。なお、集じん部の電気条件は、平等電界で静的であり、単純にとらえることができる。それに対し荷電部の電気条件は、不平等電界であり、動的であり、複雑なため、近似による計算を行う必要がある。この近似についての妥当性、また、電界がある状態での拡散荷電についての前章での検討結果についても、実験による結果から検証した。

荷電量、集じん効率とも粒径による影響が非常に大きいことが分かった。一方、荷電理論および集じん理論は、粒子を球形と仮定することで一般化されているが、家庭用空気清浄機として使用する場合の室内空気は、産業用の単一粒子成分と異なり、複数の組成からなる多分散の粒子である。電気集じん装置としての評価および荷電装置としての評価を室内空気、そのもととなる大気じんで行うときに、理論との差異がどの程度あるかを把握しておくことは、正確な測定をする上で重要である。集じん効率の測定に用いる光学粒子濃度測定器の特性にも触れつつ、非球形粒子が粒径に与える影響を検証した。第5章で行った試験には、非球形のJIS試験粉体(関東ローム層焼成粉碎粒)を使用したので、この試験結果を解釈する上でこの検証結果が重要である。

### 3-2 荷電量、集じん効率の諸要素の影響

#### 3-2-1 荷電量への影響

前章で検討した理論荷電量が、電流などの諸要素によってどの程度影響を受けるかを計算した。これにより、今後の試験においてどの要素をどの程度の精度で抑えておくべきかの目安を得ることができる。荷電部の仕様は表3-1に示すワイヤ対平板電極とし、空気条件の基本を表3-2の値とする。どれか一つの要素を変化させ、他の要素は基本条件の値とする。

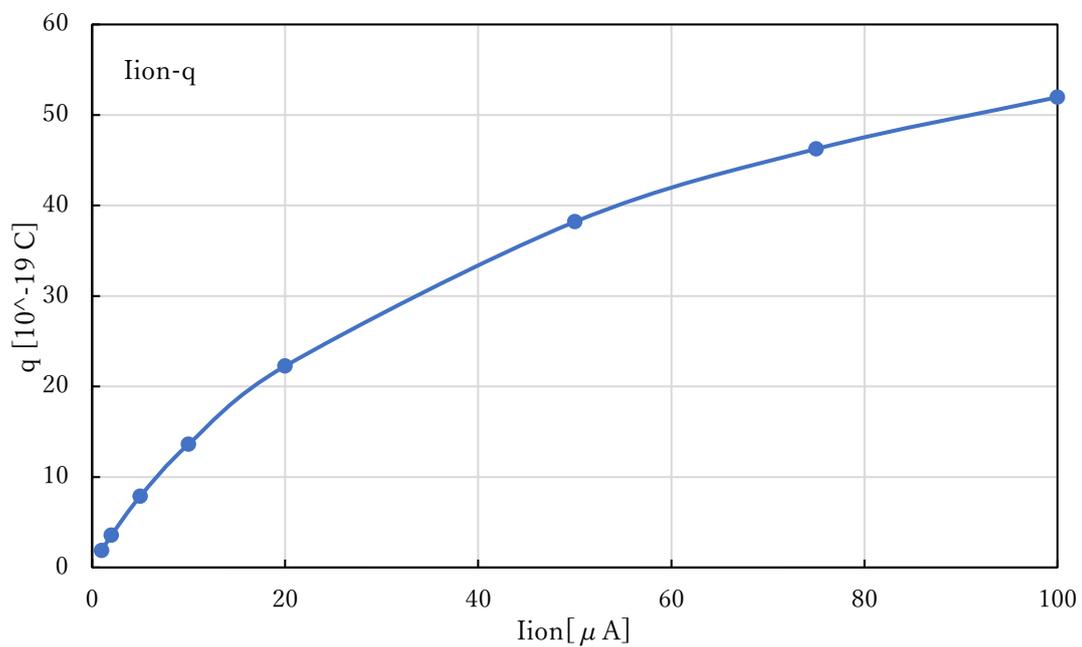
表 3-1 荷電部仕様

分類	項目	単位	数値等
放電極	形状		ワイヤ状
	線径	mm	0.12
	1本あたり有効長	m	0.1
	本数	本	4
	延べ有効長	m	0.4
	材質		酸化タングステン
対向電極	形状		平板
	板厚	mm	0.5
	奥行(気流方向)	mm	10
	有効長(幅)	mm	100
	段数	段	5
	電極ピッチ	mm	12.5
	材質		SUS304
共通	異極間距離	mm	5.94
	ワイヤ中心位置(対向電極端より)	mm	5
	絶縁ケース材質		ABS樹脂
電気	印加電圧極性		正極性
	印加電圧波形		直流
	印加電圧	kV	4.7
	放電電流	mA	0.075
風速	通過断面積	m <sup>2</sup>	0.0048
	風量	m <sup>3</sup> /h	53.25
	通過風速	m/s	3.08

表 3-2 荷電量計算の空気条件

物理量	記号	単位	数値	備考
温度	T	K	298	
気圧	P	atm	1	
粘性	$\mu_f$	Pa・s	$1.822 \times 10^{-5}$	
イオンモビリティ	$\mu$	m <sup>2</sup> /Vs	$1.954 \times 10^{-4}$	
イオン重量	$m_{ion}$	kg	$8.97 \times 10^{-26}$	NH <sub>4</sub> <sup>+</sup> (H <sub>2</sub> O) <sub>2</sub>
相対空気密度	$\delta$	—	1	
イオンの熱運動速度	$C_T$	m/s	370.9	二乗平均値

式(2-38)の White の式の拡散荷電量と式(2-68)~式(2-70)の Pauthenier の式の電界荷電量の単純和を用いて、荷電部電流、風量、粒径、比誘電率、温度、気圧、電界強度を変化させた計算結果を図 3-1~図 3-7 に示す。変化させた要因にワイヤ長さを含まない理由は、以下の通り。ワイヤの有効放電極長を変化させると電流密度が変わる。放電極長は通風断面に比例するので、風量を一定のもとで、通過時間  $t_{ion}$  が放電極長に反比例する。電流密度はイオン密度  $C_i$  に比例するので、 $C_i t_{ion}$  は放電長によらず一定、荷電量も変わらないからである。



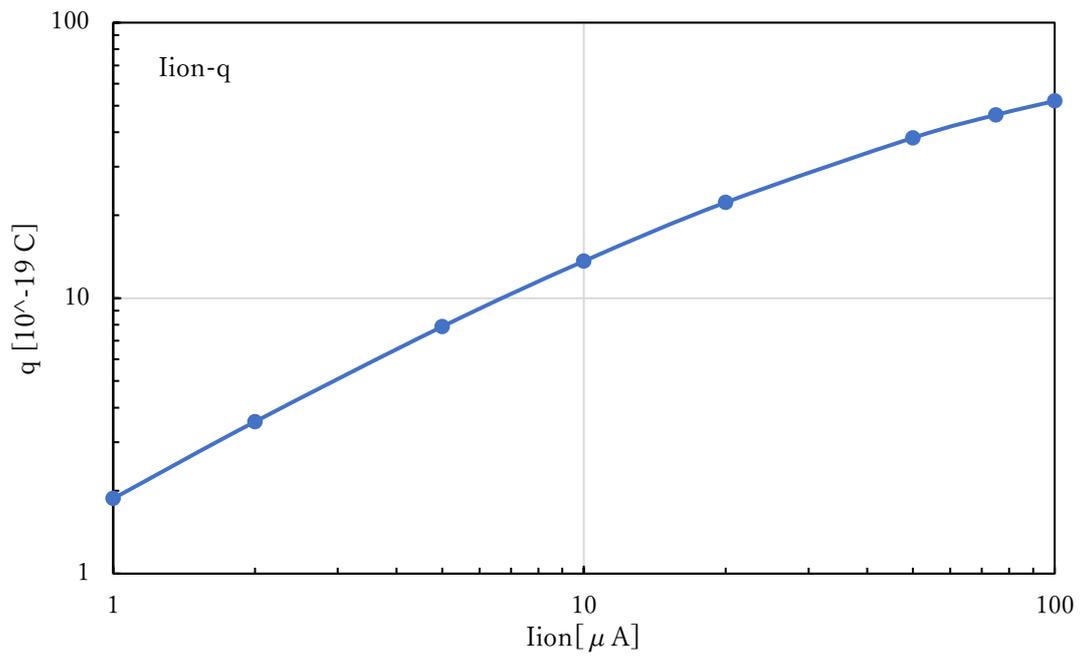
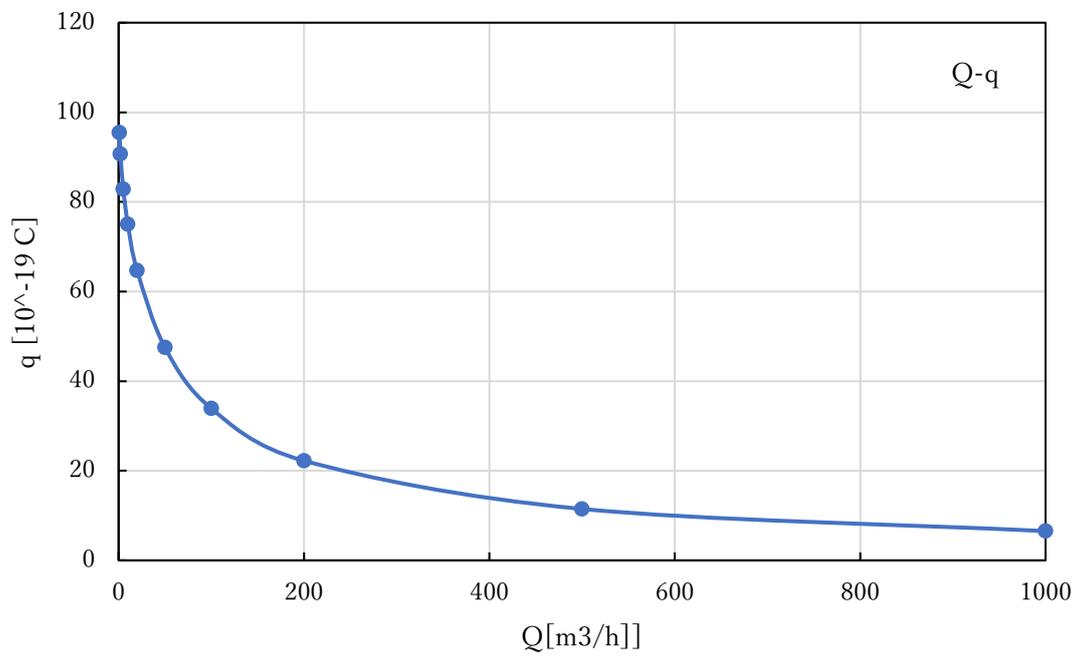


図 3-1 荷電部電流変化 (上：線形軸, 下：両対数軸)

電流に対して荷電量は上に凸の特性であり、拡散荷電の影響で飽和は起こらない。



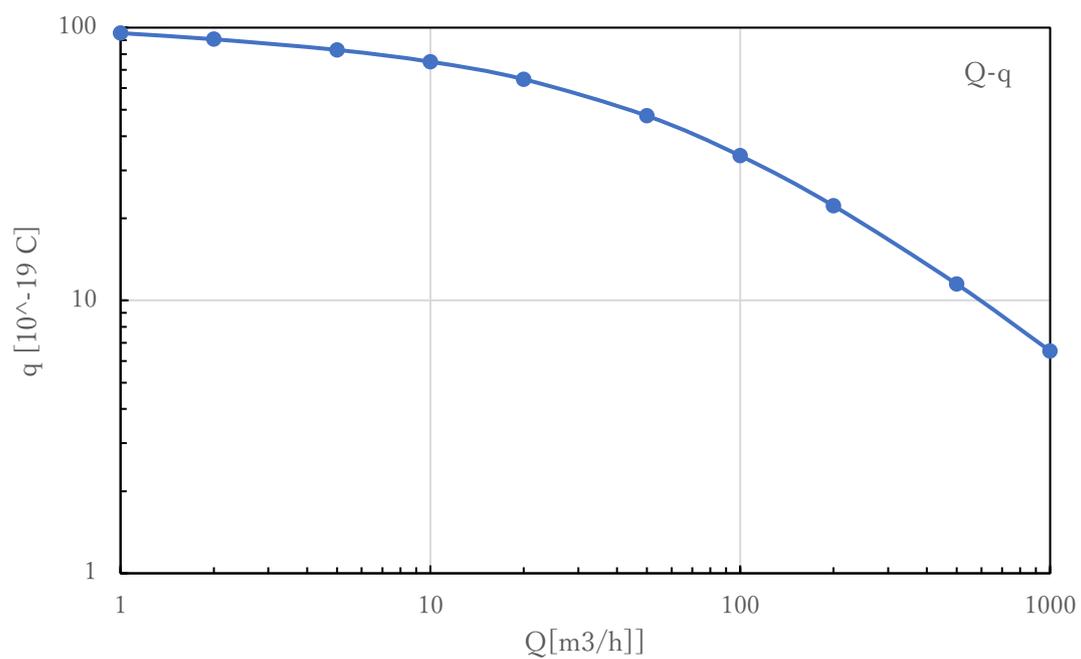


図 3-2 風量変化 (上：線形軸, 下：両対数軸)

風量の影響は大きいので、定格風量など本来動作させる風量で測定をすべきである。コレクタの風量と独立に変化させることは難しいので、荷電部の風量で合わせるべきである。

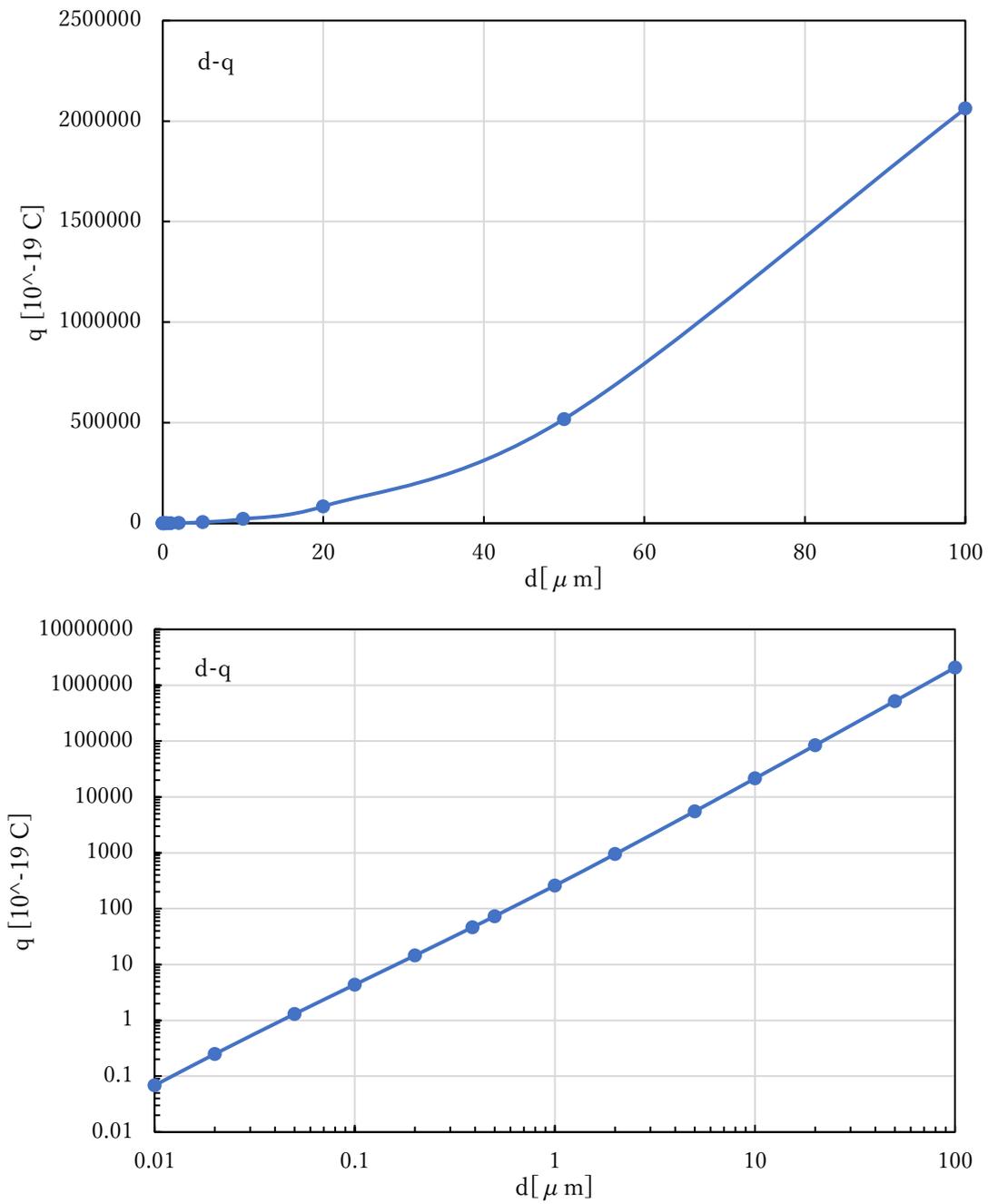


図 3-3 粒径変化（上：線形軸，下：両対数軸）

粒径による変化は他のどの要因よりも影響が大きい。粒径を正確に求めることが重要である。粒径の誤差要因となる粒子形状の影響について、3-4節で詳細に検討した。

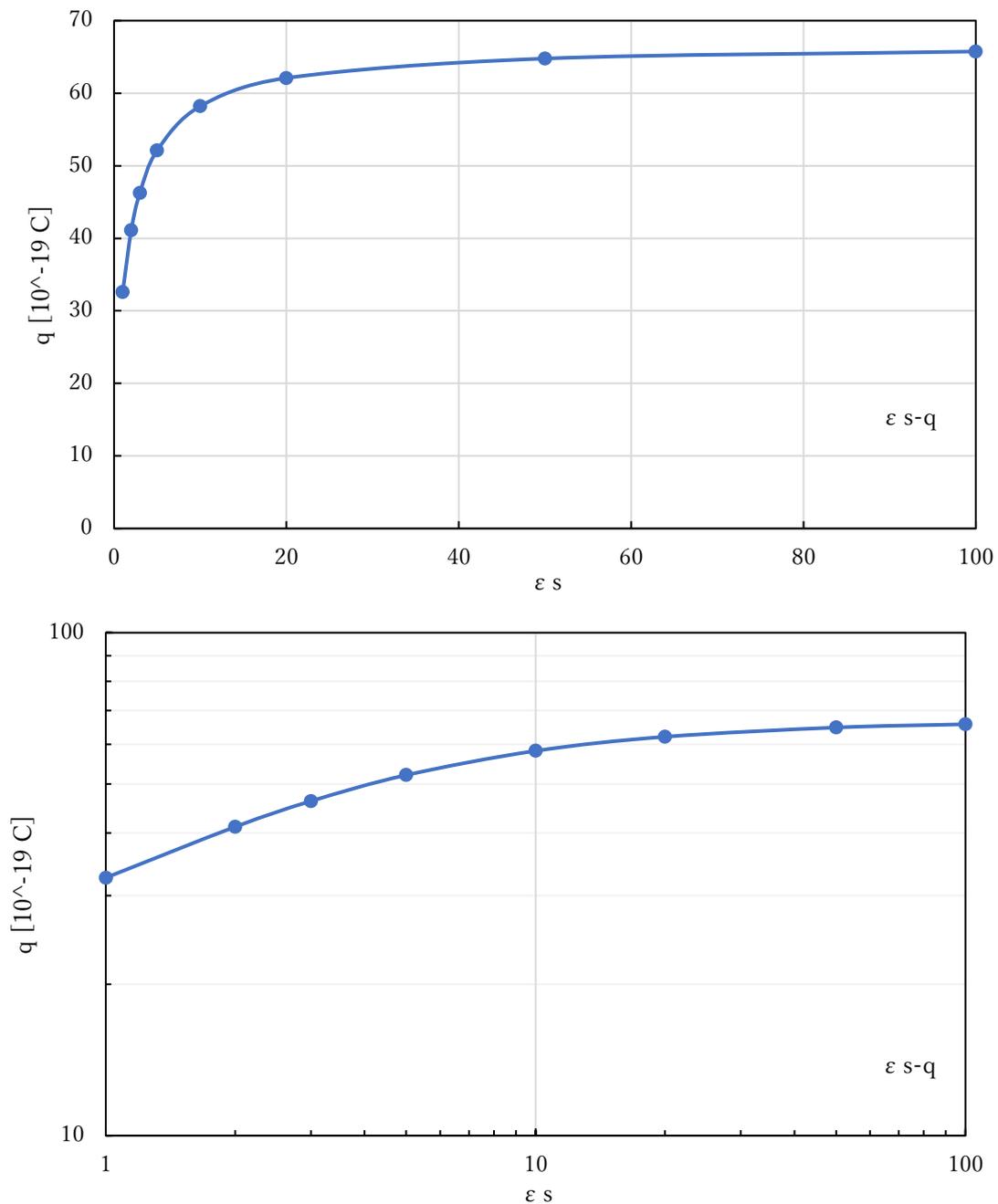


図 3-4 比誘電率変化 (上：線形軸，下：両対数軸)

対象粒子が単一な化学物質で構成されている場合を除き、比誘電率を正確に確定することは難しいが、他の要因と比べて荷電量への影響は大きくない。

大気じんを構成する粒子の組成によって比誘電率の違いは大きくないが、タバコ煙や調理煙のように水滴が含まれる場合は、その比誘電率が 90 程度と高いために、他の粒子に比べ大きな帯電量となり、水滴自体の捕集や他の粒子への電荷移動で集じん効率に影響を与えることが考えられる。

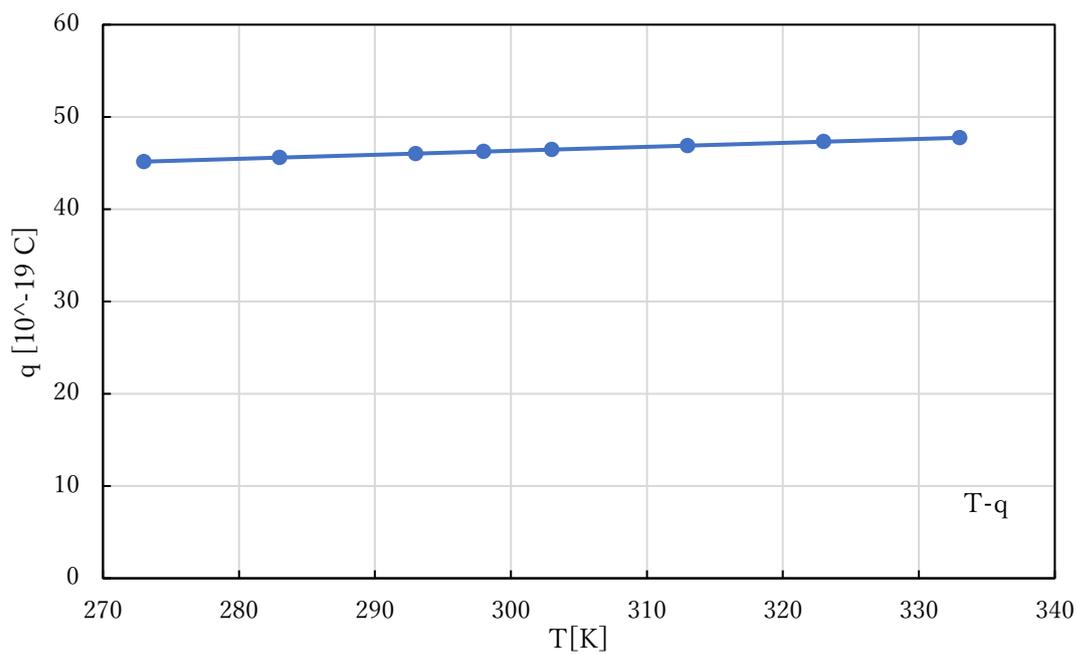


図 3-5 温度変化

室温付近で温度変化の荷電量に与える影響は小さい。室温によって処理風量の空気比重が変わるので、風量の測定に際して注意が必要である。同様に湿度が空気比重に影響を与えるので、風量測定に際して注意が必要である。湿度は放電現象に影響を与えるが、電気的な条件が同じ下では、湿度に関する物理量が荷電量計算式の中に現れない。

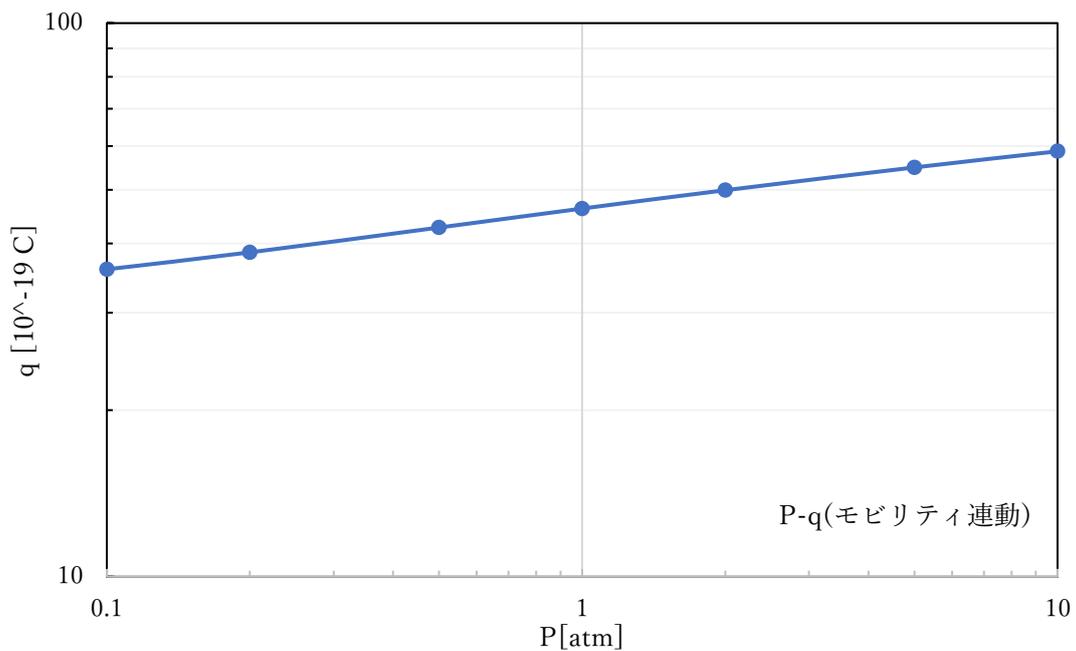
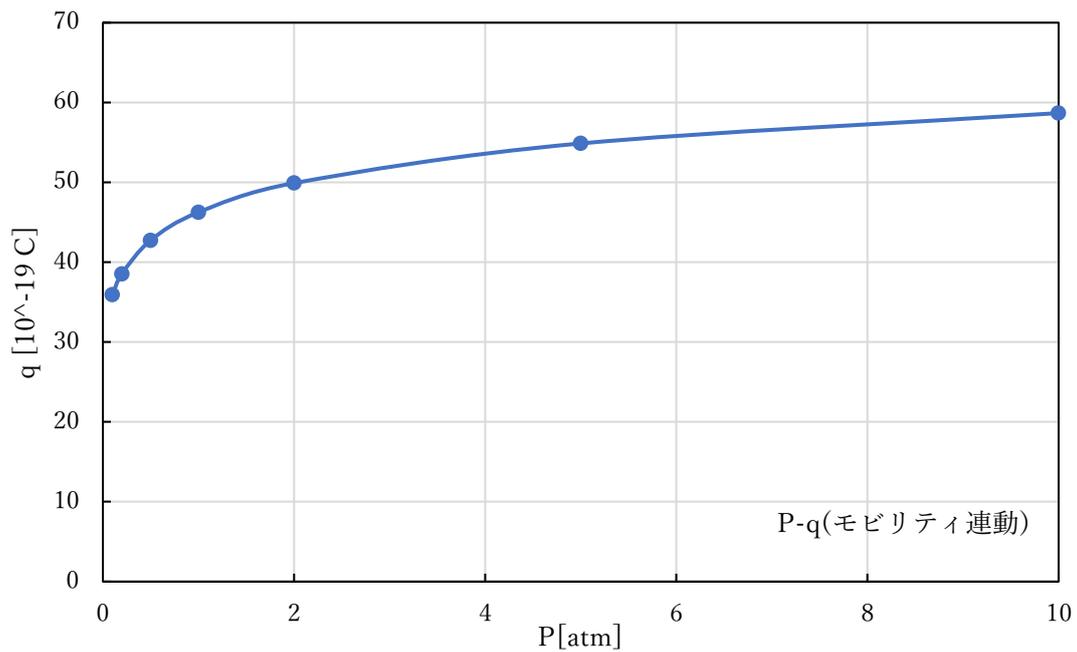


図 3-6 気圧変化 (上：線形軸, 下：両対数軸)

気圧に連動してイオンモビリティも変化させている。イオンモビリティを定数とすれば気圧による荷電量の変化はないので、この図はイオンモビリティの逆数に対する特性図と読み替えることができる。気象や標高などの要因で気圧が変化すれば放電特性である電流、電圧の関係が変わるが、ここでは電流、電圧を固定した計算である。電流、電圧のそれぞれの影響は別に計算したものから参照できる。大気圧下での試験では、気圧の変動幅は大きくないので、荷電量への影響は小さい。

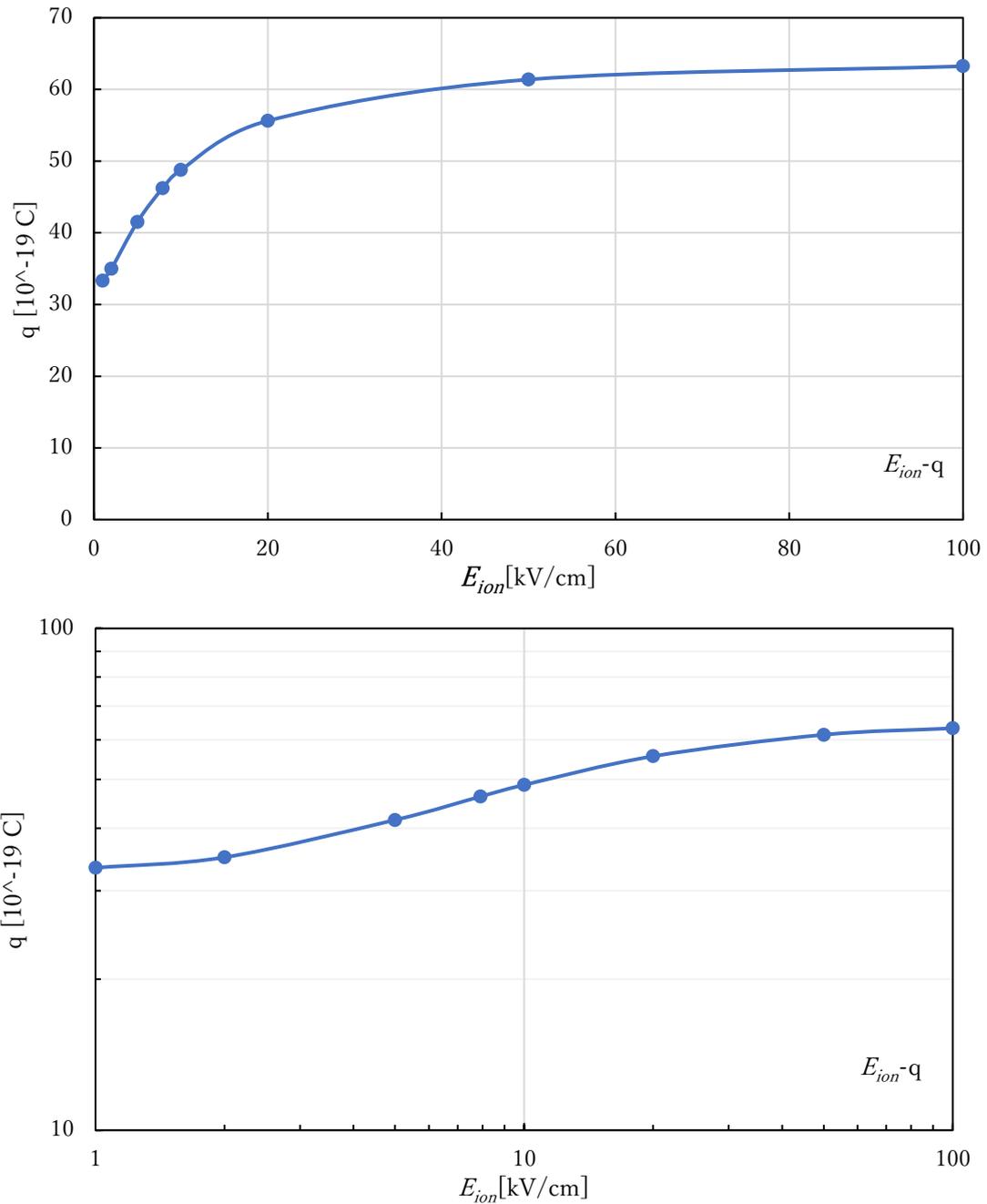


図 3-7 電界強度変化 (上：線形軸, 下：両対数軸)

電界強度の大きい動作条件で計算しているので、正の相関となっている。電界強度と荷電量の関係は、本研究の要となるものであり、次章で異なる動作条件について詳細に検討した。

これらの諸要素の変化の影響を表 3-3 にまとめた。例えば風量  $Q$  が 1% 変化したときの荷電量  $q$  の変化  $(\Delta q/q)/(\Delta Q/Q)$  の量で表す。

表 3-3 諸要素の荷電量に与える影響

変化させる量	記号	+1%変化させたときの荷電量の変化
電流	$I_{ion}$	0.43%
風量	Q	-0.43%
粒径	d	1.78%
比誘電率	$\epsilon_s$	0.26%
温度	T	0.28%
気圧(イオンモビリティの逆数)	P	0.11%
電界強度	$E_{ion}$	0.23%

### 3-2-2 集じん効率への影響

2-2 で検討した理論集じん効率が、電圧などの諸要素によってどの程度影響を受けるかを計算した。これにより、今後の試験においてどの要素をどの程度の精度で抑えておくべきかの目安を得ることができる。集じん部の仕様は表 3-4 の形状、電気制御を基本とし、荷電量は前項 3-2-1 の値を基本とする。空気条件の基本も前節 3-2-1 で用いた表 3-2 の値とする。どれか一つの要素を変化させ、他の要素は基本条件の値ととして計算した。

表 3-4 集じん部仕様

分類	項目	単位	数値等
高圧電極	形状		導電樹脂ブロック
	奥行	mm	34
	有効幅	mm	114
	枚数	枚	9
	平均厚さ	mm	1
	電極ピッチ	mm	6
	導電率	$\Omega$ cm	非開示
	材質		非開示
接地電極	形状		導電樹脂シート
	奥行	mm	34
	有効幅	mm	114
	枚数	枚	10
	平均厚さ	mm	1
	電極ピッチ	mm	6
	導電率	$\Omega$ cm	非開示

	材質		非開示
	電極面積	m <sup>2</sup>	0.0698
共通	異極間距離	mm	1.85
	電極奥行オフセット	mm	0
	絶縁ケース材質		非開示
電気	印加電圧極性		正極性
	印加電圧波形		直流
	印加電圧	kV	4.7
風速	通過断面積	m <sup>2</sup>	0.00380

式(2-22)を用いて、荷電量、印加電圧、風量、電極間隔、電極面積（長さ、幅、段数）、粒径、比重、粘性を変化させた透過率の計算結果を図 3-8~図 3-15 に示した。

捕集率が 100%に近くなった時の傾向が、対数でよく表現できるので、性能の指標として集じん効率 $\eta$ ではなく、透過率 $(1-\eta)$ で表した。電気集じん装置の利用者の視点では、どれだけ粒子が取れたかという集じん効率に関心が寄せられるが、性能を検討する上で物理現象を考えるとときには、コレクタ上の任意の位置でどれだけ粒子が残っているかを表す透過率が本質的な量だと考える。

透過率は透過した粒子の個数で計測されるので、透過率が低すぎると粒子数の統計誤差が大きくなり、荷電量の測定誤差を大きくする。透過率が高く 100%に近いと、荷電部で捕集される粒子の影響や元から帯電していた粒子の影響が大きくなり、補正による誤差が大きくなってしまう。両者を考慮して、荷電量測定装置としての測定精度を保つために、透過率 $(1-\eta)=30\% \sim 50\%$ 程度となるように条件を設定する。コレクタの寸法や印加電圧で調整が可能である。電気集じん機の性能としてはより高い集じん効率、低い透過率を目指すのとは違う点である。

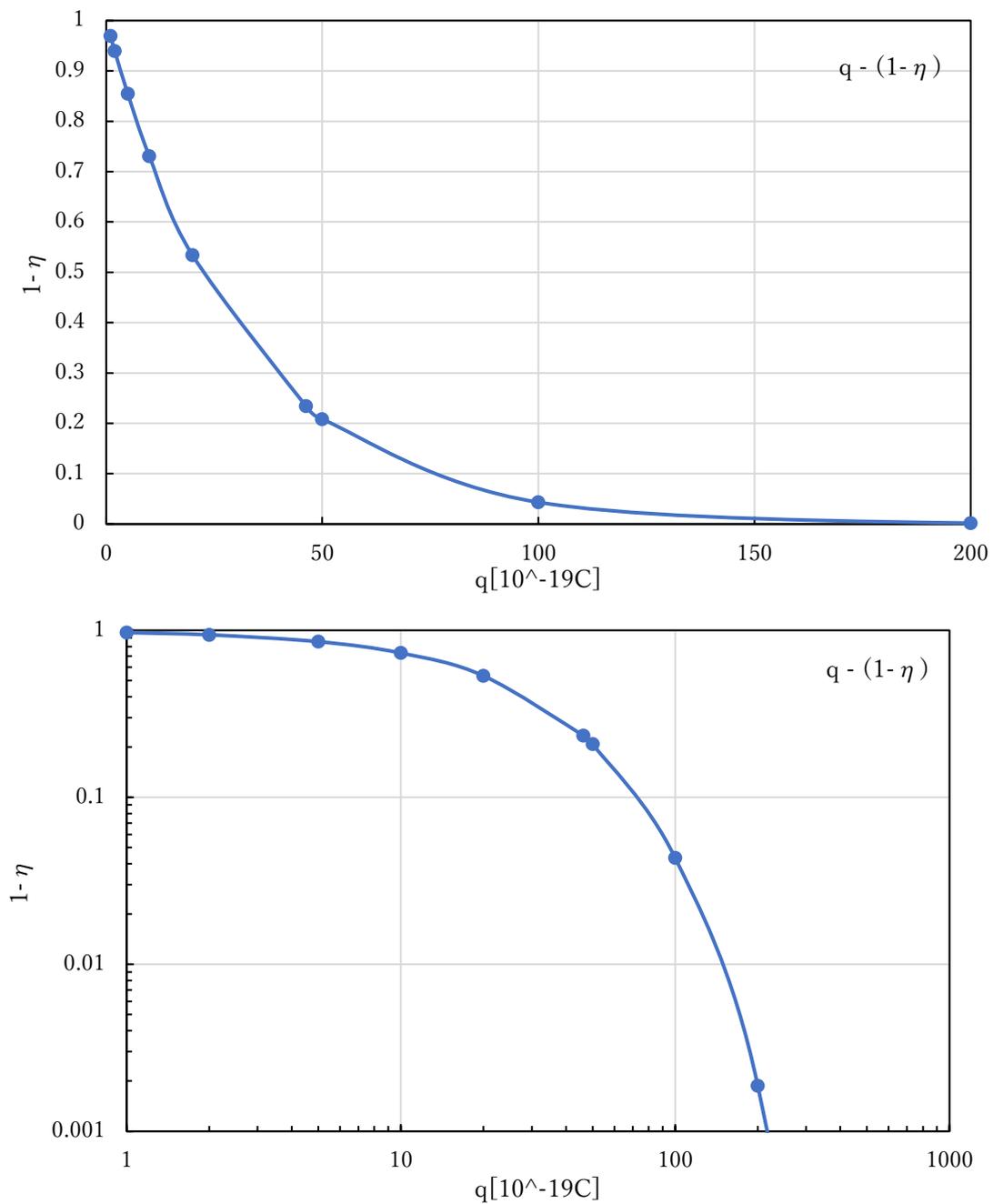


図 3-8 透過率( $1-\eta$ )の荷電量変化 (上：線形軸, 下：両対数軸)

電気集じん装置としては集じん性能が高い、透過率の低いところで動作させるのが望ましいが、荷電量の変化に対して透過率の変化が小さく、荷電量測定精度の点では適切でない。また、透過した粒子数が少なく、統計誤差が大きくなりやすい。透過率が高すぎると荷電部で荷電する前から帯電していた粒子の影響が大きくなる。30~50%の透過率を狙うように設定するのが望ましい。

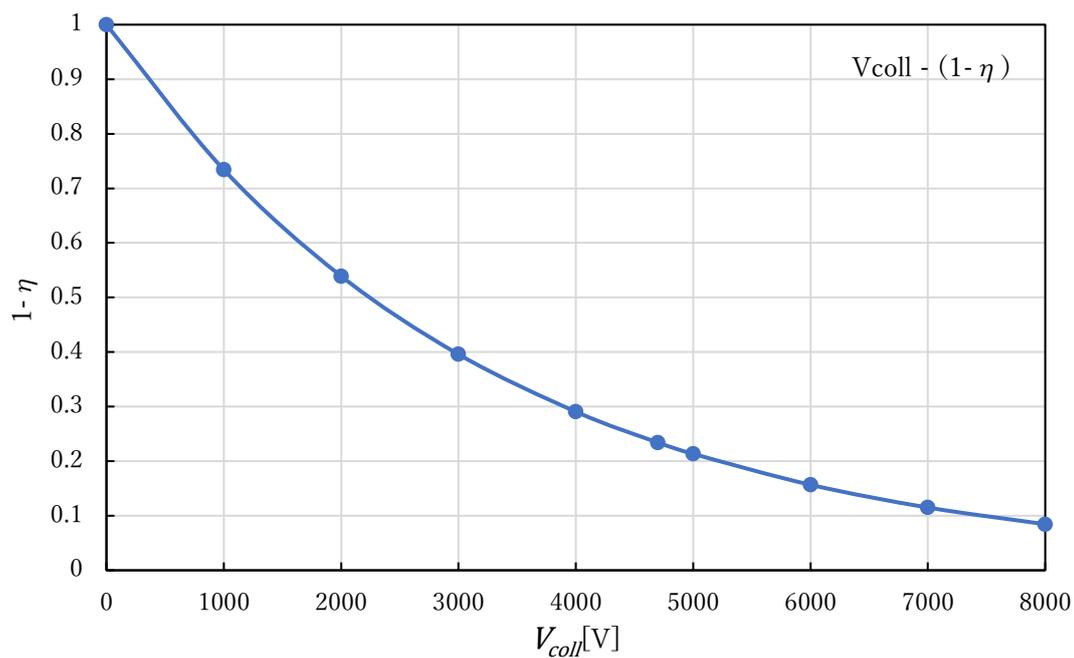


図 3-9 透過率( $1-\eta$ )のコレクタ電圧変化

コレクタ電圧に対して透過率は下に凸の特性であり，電圧を上げていくと影響が小さくなる。高い電圧のときの方が透過率の精度を確保しやすい。

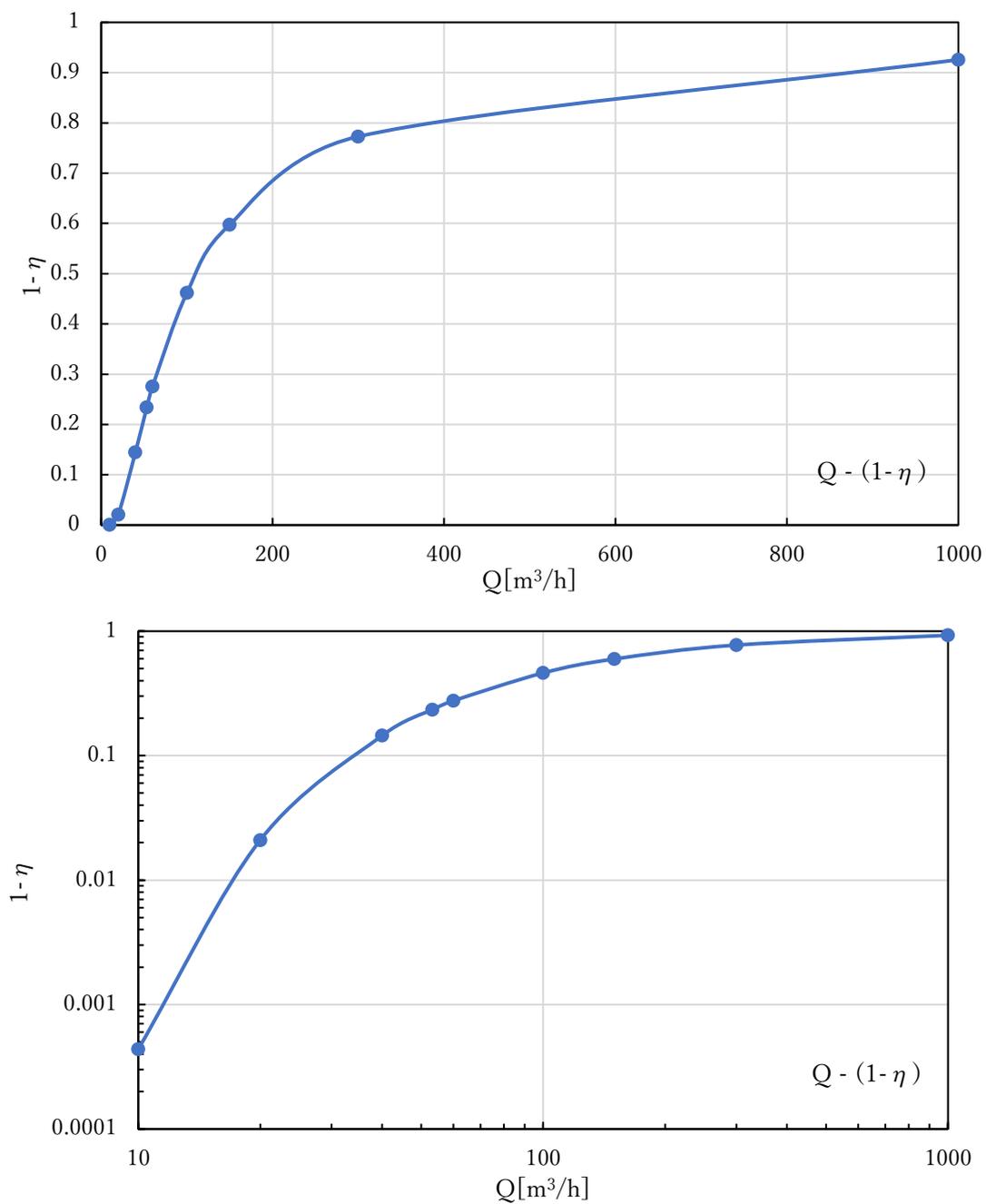


図 3-10 透過率( $1-\eta$ )の風量変化 (上：線形軸, 下：両対数軸)

電気集じん装置では風量とともに荷電部での荷電量が変化するが、ここでは荷電量一定として、独立にコレクタ内での風量の影響を求めた。低い風量では設定風量の測定精度が重要であることが分かる。

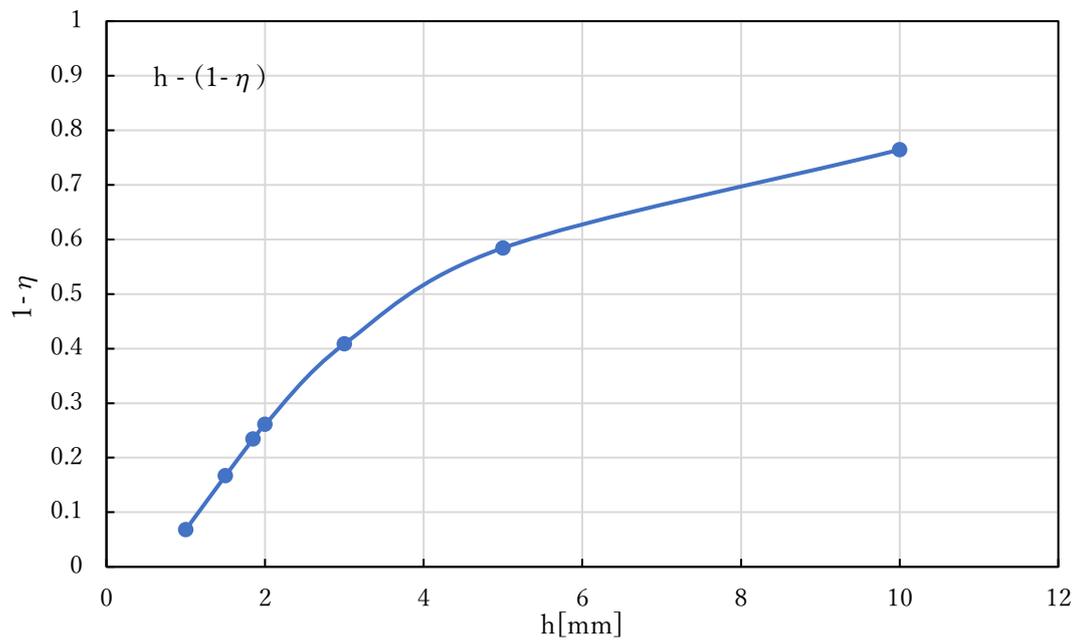


図 3-11 透過率(1-η)の電極間隔変化

電極間隔が小さいと、反比例する電界強度への影響が大きくなる。電気集じん装置としての役割とは逆に、荷電量測定装置としては電極間隔が大きい方が測定精度を確保しやすい。

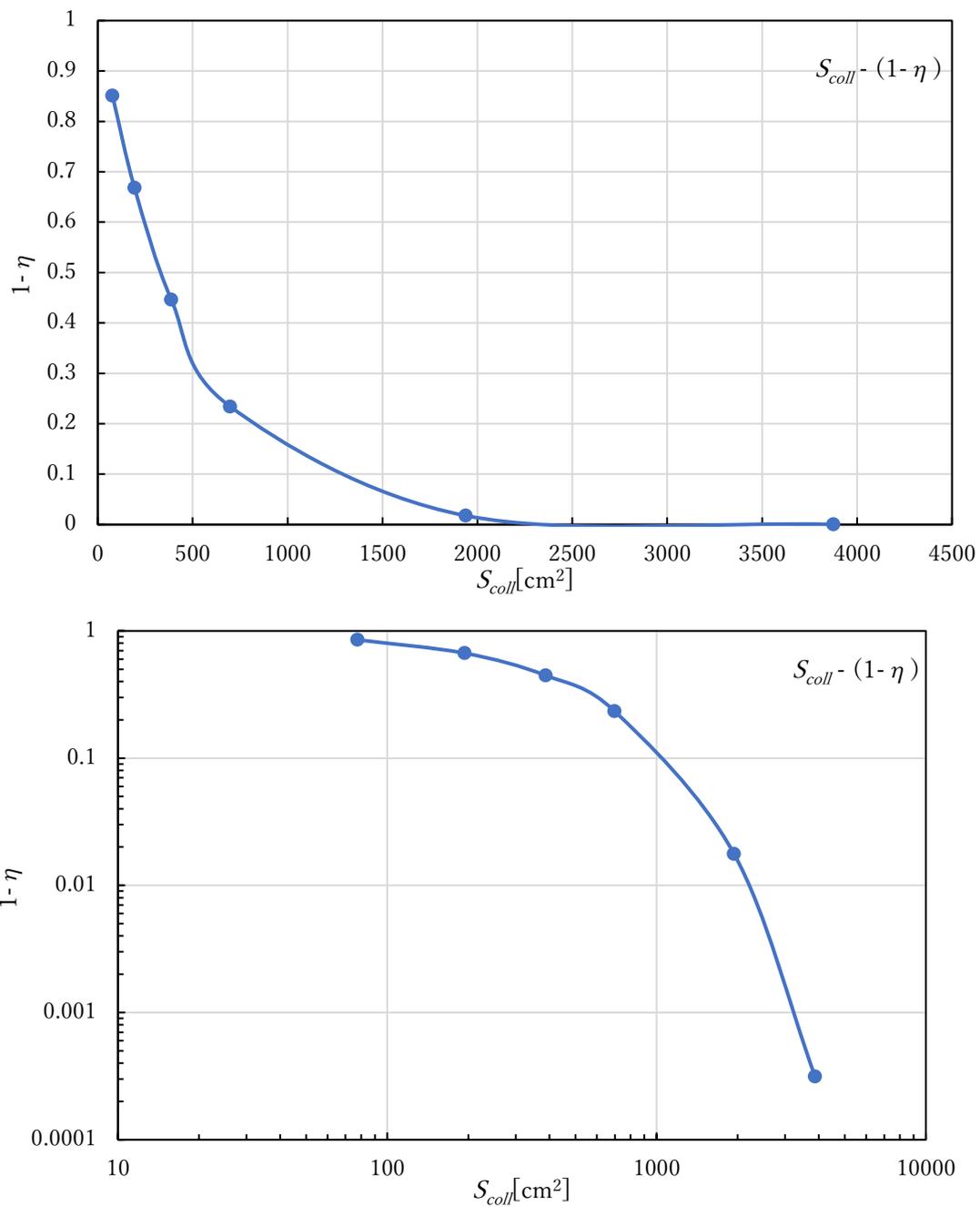


図 3-12 透過率( $1-\eta$ )の電極面積変化 (上：線形軸, 下：両対数軸)

電極面積は幅と奥行きと枚数の積である。枚数は離散値であり、精度に影響が大きいのは、幅と奥行きのみより小さい方である。小さい電極面積のときに透過率に大きく影響するので、荷電量測定精度を上げるためにはコレクタの大きさは大きい方がよい。

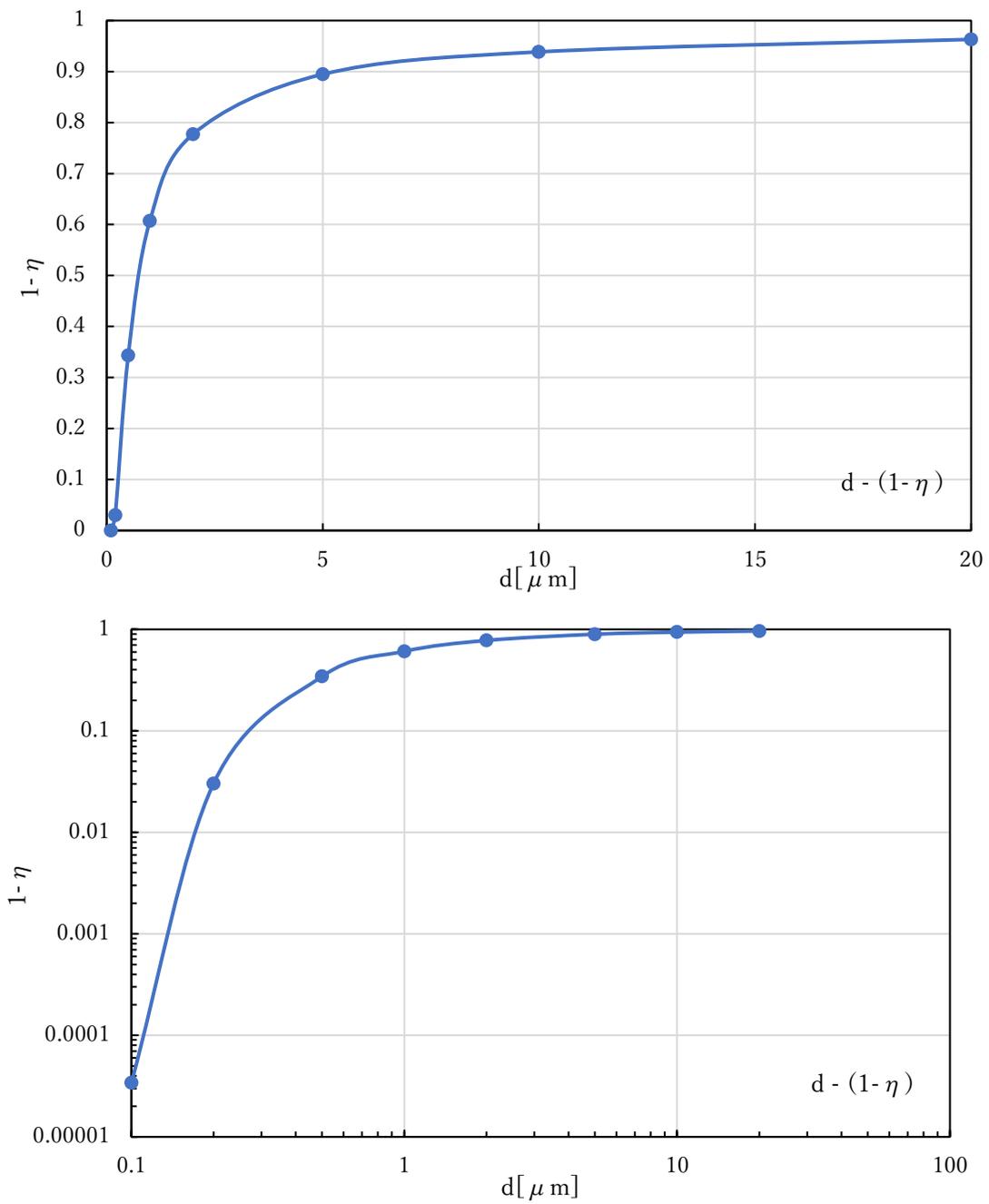


図 3-13 透過率( $1-\eta$ )の粒径変化 (上:線形軸, 下:両対数軸)

粒径の影響は、荷電量に対しても大きかったが、集じんへの影響も非常に大きい。どのように粒径を精度よく測定するかが重要である。

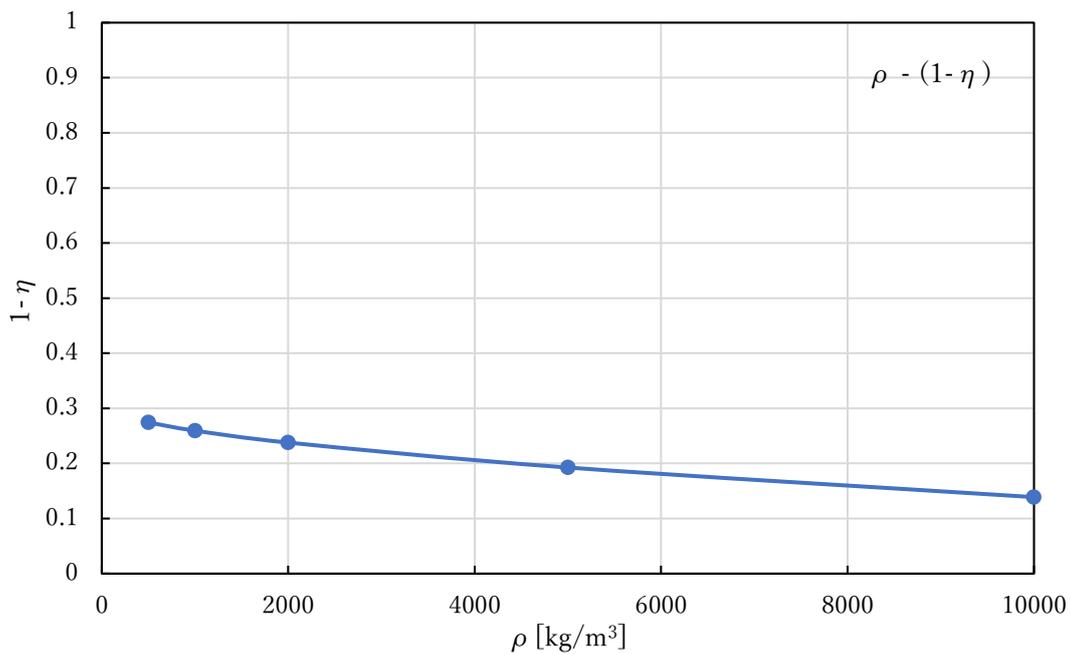


図 3-14 透過率(1-η)の粒子比重変化

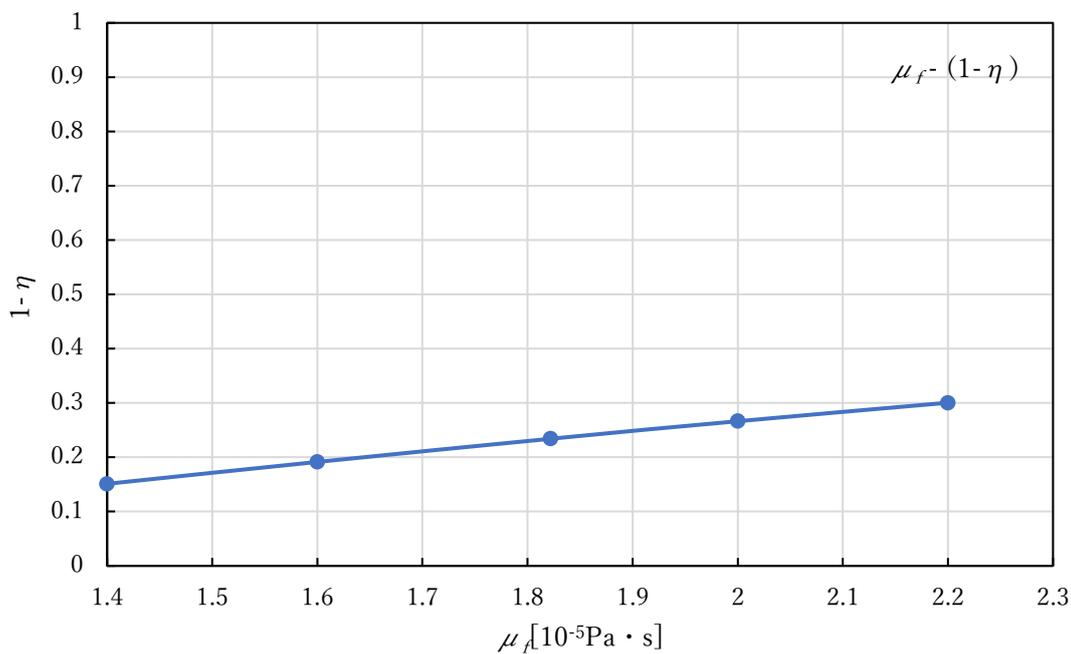


図 3-15 透過率(1-η)の空気粘性変化

通常の試験条件で、粒子比重、空気の粘性の変動幅は大きくないため、透過率への影響は小さい。

これらの諸要素の変化を表 3-5 にまとめる。例えば風量  $Q$  が 1% 変化したときの集じん効率  $\eta$  の変化(基準値 76.59% との差[単位: ポイント])  $\Delta \eta / (\Delta Q / Q)$  の量で表す。

表 3-5 諸要素の集じん効率に与える影響

変化させる量	記号	+1%変化させたときの集じん効率の変化
荷電量	q	0.34 ポイント
コレクタ電圧	$V_{coll}$	0.34 ポイント
風量	Q	-0.34 ポイント
電極間隔	h	-0.34 ポイント
電極面積	$S_{coll}$	0.34 ポイント
粒径	d	-0.42 ポイント
粒子比重	$\rho$	0.04 ポイント
空気粘性	$\mu_r$	-0.34 ポイント

「変化させる量」をプラスに変化させたとき、集じん効率が増える方向の変化量をプラスとする。

### 3-3 従来型荷電装置の荷電量

#### 3-3-1 実験装置

ワイヤ放電極と平行平板の対向電極を組合わせ、荷電装置の試験品とする。表 3-1 に示した仕様を 1/4 スケールに縮小したものである。ワイヤの線径、電極間隔は共通であり、有効放電極長、風量、放電電流を 1/4 の相似形にしている。電流密度、風速、印加電圧は等しくなり、電界強度も等しい。

アルミ平板を一定間隔で積層し、交互に電氣的に接続したコレクタを荷電量測定装置とする。仕様を表 3-6 に示した。コレクタの下流に送風機を配置し、試験品、コレクタに対し吸引送風する。送風機の後段にオゾン分解触媒フィルタ（日揮ユニバーサル製ハニカム）を設置し、その間のダクトにサンプリング用の穴を設けている。実験装置を図 3-16 に示した。

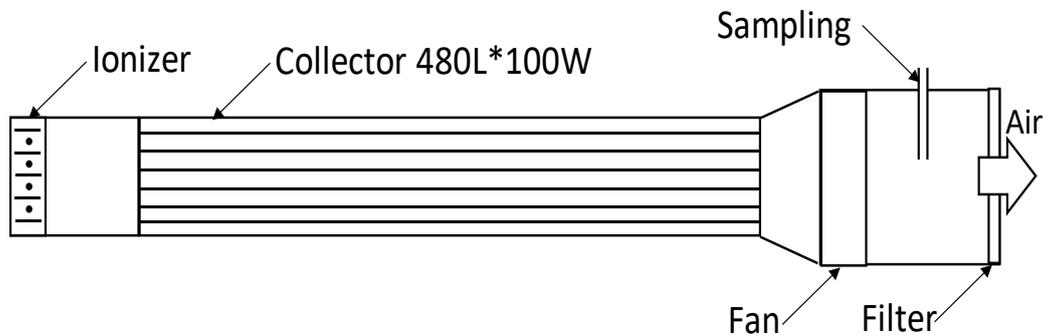


図 3-16 荷電量測定装置

表 3-6 集じん部仕様

分類	項目	単位	数値等
高圧電極	形状		平板
	奥行	mm	480
	有効幅	mm	100
	枚数	枚	3
	平均厚さ	mm	1
	電極ピッチ	mm	18
	導電率	$\Omega\text{cm}$	(導体)
	材質		アルミニウム
接地電極	形状		平板
	奥行	mm	480
	有効幅	mm	100
	枚数	枚	4
	平均厚さ	mm	1
	電極ピッチ	mm	18
	導電率	$\Omega\text{cm}$	(導体)
	材質		アルミニウム
	電極面積	$\text{m}^2$	0.144
共通	異極間距離	mm	8
	電極奥行オフセット	mm	10
	絶縁ケース材質		ABS
電気	印加電圧極性		正極性
	印加電圧波形		直流
	印加電圧	kV	5
風速	通過断面積	$\text{m}^2$	0.0048

実験に用いた測定器，電源装置を次に示す。

温湿度気圧測定 testo 製卓上温湿度計 testo622

温湿度測定 佐藤計量器 SK-L200TH li $\alpha$ 、SK-LTHII  $\alpha$ -2

モニター電圧測定 テクシオテクノロジー製オシロスコープ DCS-2204E

オゾン濃度測定 ダイレック製オゾン濃度計 MODEL1100

粒子濃度測定 TSI 製パーティクルカウンタ 9306

荷電部用高圧電源\* 東和製高電圧電源 TM-010K0.5P

集じん部用高圧電源 松定プレシジョン製高電圧電源 HJPQ10P3

送風機 オリエンタルモーター製送風機 MDS925H-24

送風機入力用電源 菊水電子工業製直流安定化電源 LX035-1A

\*荷電部用高圧電源入力用電源 COSEL 製 24V 定電圧源 PBA15F-24-N

### 3-3-2 従来型荷電装置の荷電量の測定方法

試験粒子は試験室内の浮遊粉じんとして、粒子個数濃度をパーティクルカウンタで計測する。パーティクルカウンタの計測対象粒径を  $0.3-0.5\mu\text{m}$  と  $0.5-1\mu\text{m}$  の領域とする。 $1\mu\text{m}$  以上の粒子についてここでは対象としない。粒子形状が球形でないことが理由であり、詳細については 3-4 節で述べる。

荷電部電流  $I_{ion}$  を  $0 - 0.075\text{ mA}$ 、集じん部電圧  $V_{coll}$  を  $0 - 5\text{ kV}$ 、風速  $v$  を  $1.4 - 3.3\text{ m/s}$  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が増えるので、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。補正值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。

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粒子個数濃度を計測し、吹出側の測定前後の 2 回の吸い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、吸い込み側の 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、吹出側測定時の吸い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。

粒子速度は、固気 2 相流の管軸方向の固形粒子の運動速度比の式<sup>1)</sup>の長さの単位を ft から m に換算した式(3-1)から算出した。

$$\frac{u_s}{u_g} = 1 - 0.3389d^{0.3}\rho^{0.5} \quad (3-1)$$

$u_s$  : 固体速度 [m/s]

$u_g$  : 気体速度 [m/s]

$\rho$  : 固体密度 [ $\text{kg/m}^3$ ]

$d$  : 粒径 [m]

### 3-3-3 従来型荷電装置の荷電量の理論値との比較

コレクタの電気条件，寸法条件と測定された集じん効率から，2-2の集じん理論の計算式(2-22)を用いて荷電量を計算した。荷電装置の電気条件，寸法条件，粒子条件から2-3の荷電理論式により計算した理論荷電量の比較結果を示す。ここで理論荷電量の計算には電界強度として，印加電圧を電極間距離で除した平均電界強度を用いた。拡散荷電と電界荷電の総合は，1:1の重みづけ合計を用いた。粒子条件は比重 $2.2\text{g/cm}^3$ ，比誘電率3として計算した。式(2-43)，式(2-67)の近似式は使用していない。その他空気条件は表3-2の通りである。

図3-17にコレクタ電圧を変化させたときの，実測荷電量と理論荷電量を示した。粒径 $0.3\mu\text{m}$ の表示は， $0.3\text{-}0.5\mu\text{m}$ の粒径範囲の実測と，範囲上下限粒径の幾何平均値による理論計算を表す。粒径 $0.5\mu\text{m}$ の表示は， $0.5\text{-}1\mu\text{m}$ の粒径範囲の実測と，範囲上下限粒径の幾何平均値による理論計算を表す。2-5kVの範囲で，コレクタ電圧の変化に対応して集じん効率は変化するが，そこから計算される荷電量が一定値を示し，かつ理論荷電量ともよく一致していることが分かる。

コレクタが荷電量測定装置として機能することと，ここで用いた理論荷電量の計算式が妥当であることが分かる。

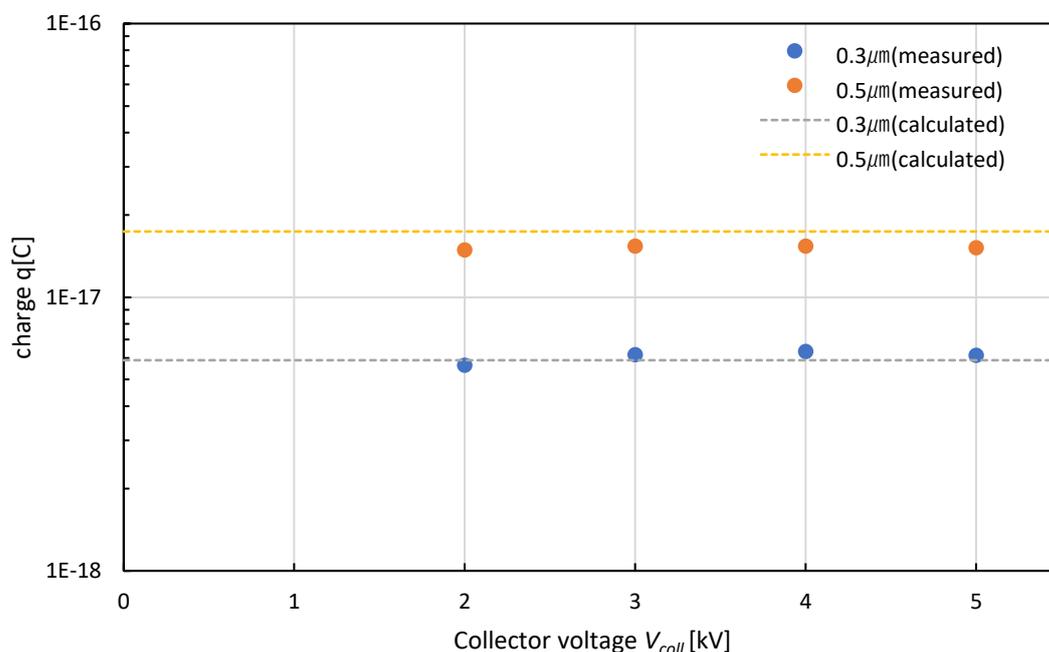


図3-17 コレクタ電圧変化

図3-18に，風量を変化させたときのコレクタ風速に対する実測荷電量と理論荷電量を示した。粒径に関する表記は図3-17と同じである。コレクタ風速が変化することで集じん効率は大きく変わるが，荷電量の変化は緩やかであり，理論荷電量の変化と比較的近い値を示している。風速が遅いところでは集じん効率が100%に近く，実測される出口粒子濃度が低

いため、測定誤差が大きくなる。

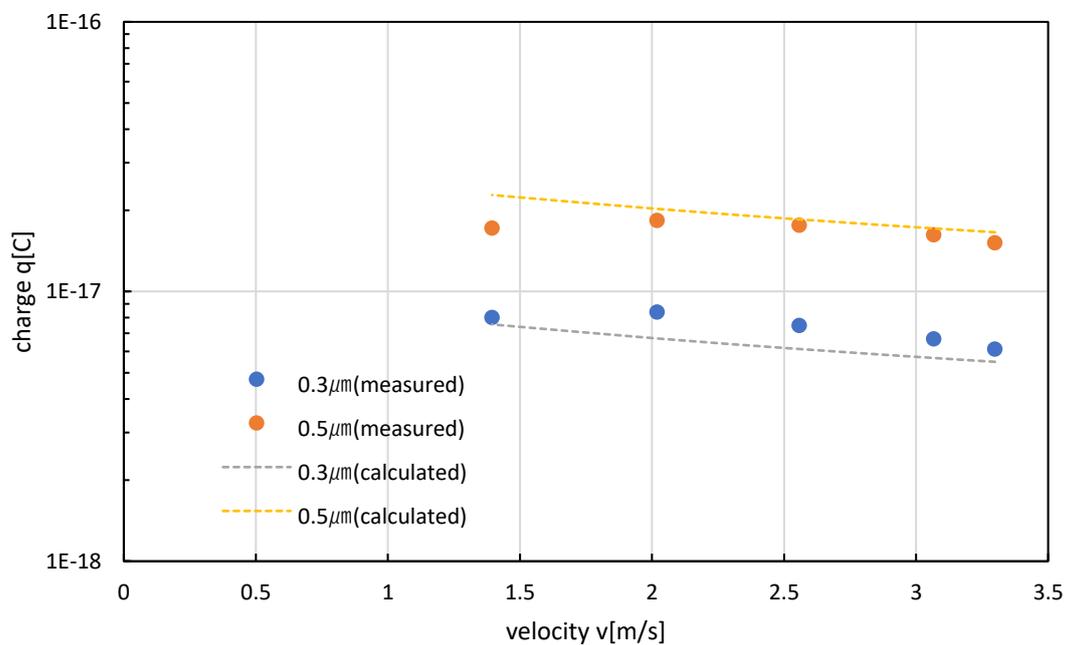


図 3-18 風速変化

図 3-19 に、荷電装置の放電電流を変化させたときの実測荷電量と理論荷電量を示した。粒径に関する表記は図 3-17 と同じである。電流の低いところで実測荷電量が理論荷電量より小さくずれる点があるが、おおむね理論荷電量の値に近い実測結果となっている。

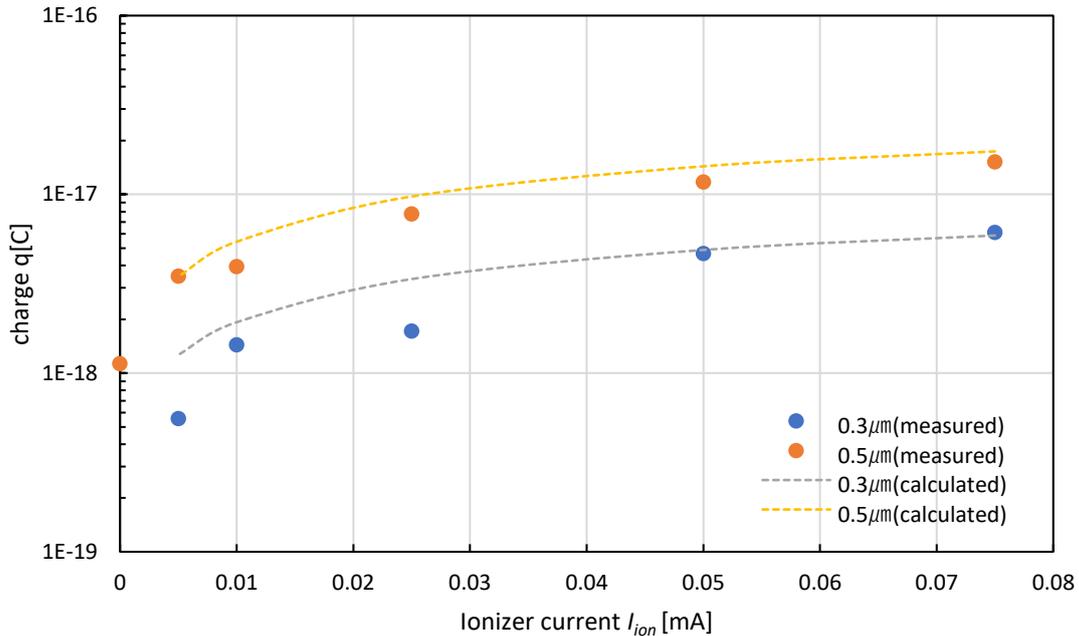


図 3-19 荷電装置放電電流変化

電流の低いところでは放電開始電圧に近い印加電圧である。実測値は 4 本のワイヤからなる試験品によるものであり、放電の不均一による荷電不足の粒子が混在した可能性が疑われる。しかし、図 3-17 から図 3-19 までの結果を通して、理論荷電量の計算式が十分に妥当であると結論する。

### 3-4 非球形粒子の影響

#### 3-4-1 大気じんの組成

電気集じん装置は家庭用から産業用までさまざまな環境で利用されている。粒子の条件によって集じんの性能は大きく影響を受ける。特に粒径の影響は大きい。粒径の他にも比重や比誘電率、導電率、形状などが影響を与える。粒径、比重や比誘電率の影響は前節でみてきた。導電率は集じん部での電荷の消失時間を支配し、再飛散に影響を与える。尖鋭な形状の粒子は帯電電荷の作る電界によって、自然放電を経て除電される。また空気抵抗の違いとして集じん部で達する終端速度に影響を与える。集じん性能の測定には、一般的に光散乱法を利用したパーティクルカウンタで粒子数濃度の計測を用いるが、光散乱強度が粒子形状の影響を受けることで、球形粒子との見かけの粒径の差が現れる。居住空間への適用を考えたときに、喫煙や調理煙などの室内発生源のない場合には、外気の大気じんの組成と室内空気の組成はよく一致している。そこで、この節では、PM2.5 として世界中で室内空気からの除去ニーズの高い大気じんについて、粒子形状の影響を検討する。

大気じんは第 1 章の図 1-1 でみてきたように質量濃度で  $1 \mu\text{m}$  以下の微小粒子と  $2 \mu\text{m}$  以

上の粗大粒子の 2 つの分布を持つ。これらの粒子群は形成の過程が異なることで、粒子形状に違いが現れている。すなわち微小粒子は硫酸化合物や窒素酸化合物が核となり気体から液滴となって縮合成長する。そのため形状は球形となる。一方粗大粒子は、土壌組成物である岩や砂礫などが粉碎し、大気中に舞い上がる程度に細くなったものや、波しぶきの蒸散により海塩が結晶化したものなど自然由来の物質であり、平らな面や鋭角な凸部を持つ非球形の形状を持つ。大気じんを性能測定対象粒子とする場合、これらの両者の混合である。

### 3-4-2 光散乱粒径と空気力学径

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<sup>2)</sup>。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<sup>3,4)</sup>。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。

球形粒子の沈降速度(動力学形状係数  $\kappa$  の逆数)に比べ、非球形粒子の沈降速度は小さくなる<sup>5)</sup>。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。

### 3-4-3 実験方法

荷電量を測定する試験装置は 3-3 節の図 3-16 である。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。

大気じんの重量濃度分布を求めるため、 $0.3\text{-}10\ \mu\text{m}$  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  $0.3\text{-}10\ \mu\text{m}$  の範囲をカバーした。 $0.3\text{-}2.5\ \mu\text{m}$  では  $0.1\ \mu\text{m}$  単位で、 $2.5\text{-}5\ \mu\text{m}$  では  $0.5\ \mu\text{m}$  単位で、 $5\text{-}10\ \mu\text{m}$  では  $1\ \mu\text{m}$  単位とした。

粒径ごとの荷電量の計測では、粒径  $0.3\text{-}10\ \mu\text{m}$  を 12 区分に対数等分して測定した。荷電部電流  $I_{ion}$  を  $0.075\ \text{mA}$ 、集じん部電圧  $V_{coll}$  を  $0\ \text{kV}$  および  $5\ \text{kV}$ 、風速  $v$  を  $3.3\ \text{m/s}$  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、時間変動が大きくなり、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。

### 3-4-4 大気じんの粒径特性

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、対数粒径ごとの個数と石英および黒鉛（比重  $2.2 \text{ g/cm}^3$ ）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 3-20 に示した。 $1 \mu\text{m}$  に極小値をもつ既往研究<sup>6)</sup>の結果をよく再現している。

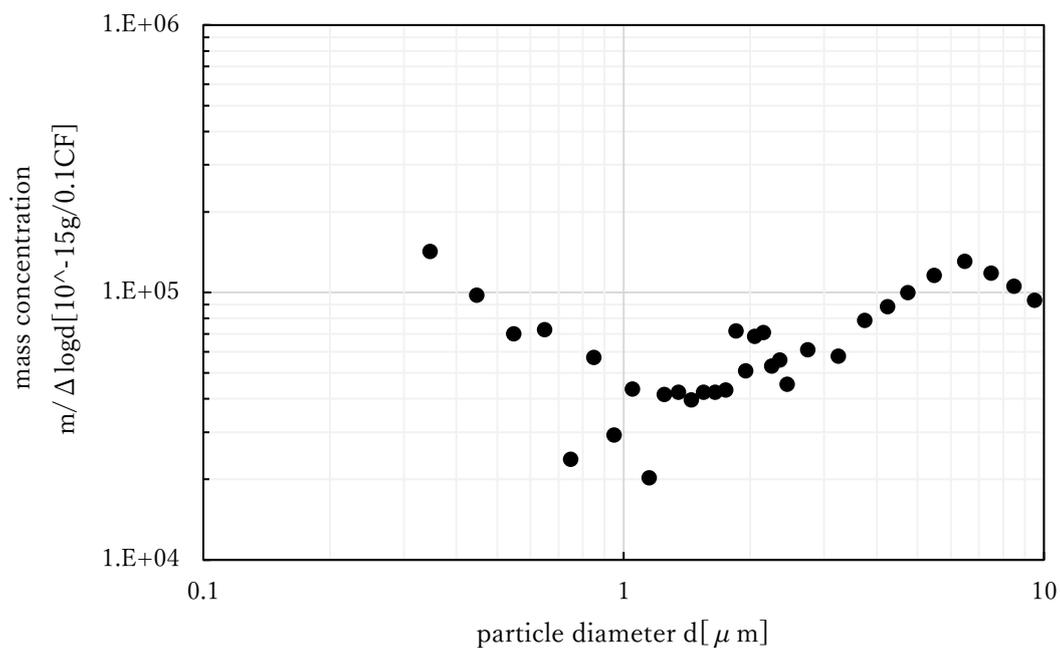


図 3-20 大気じんの重量濃度分布

粒径毎に大気じんの透過率を測定した結果を図 3-21 に示した。透過率から式(2-22)によって計算した実測荷電量を図 3-22 に示した。

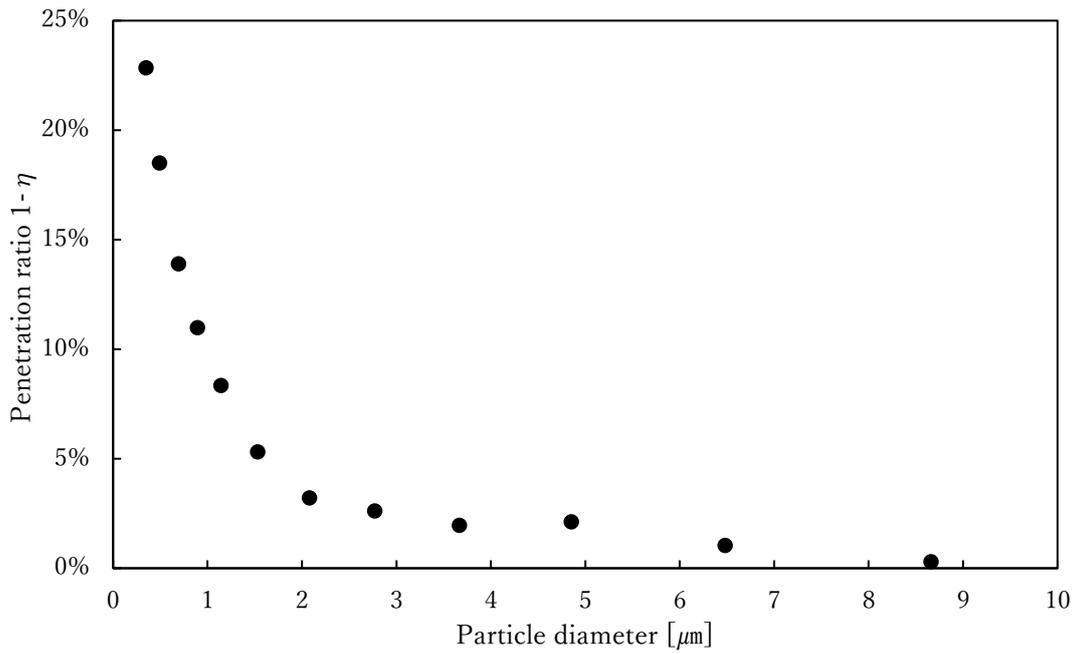


図 3-21 粒子透過率粒径特性

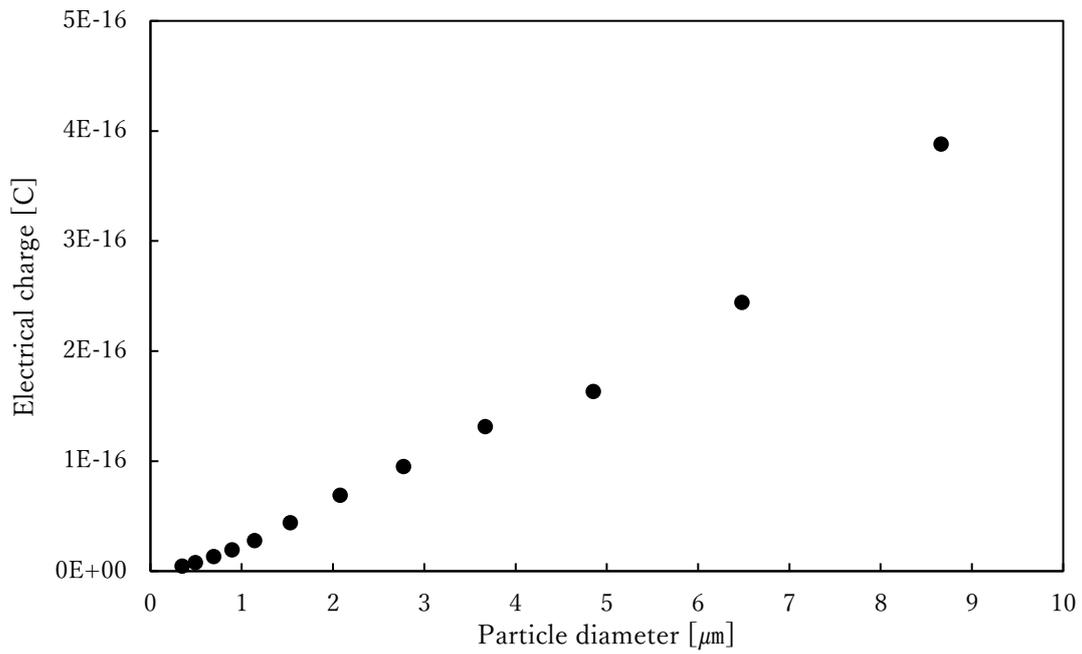


図 3-22 帯電量粒径特性

### 3-4-5 非球形粒子の相当粒径

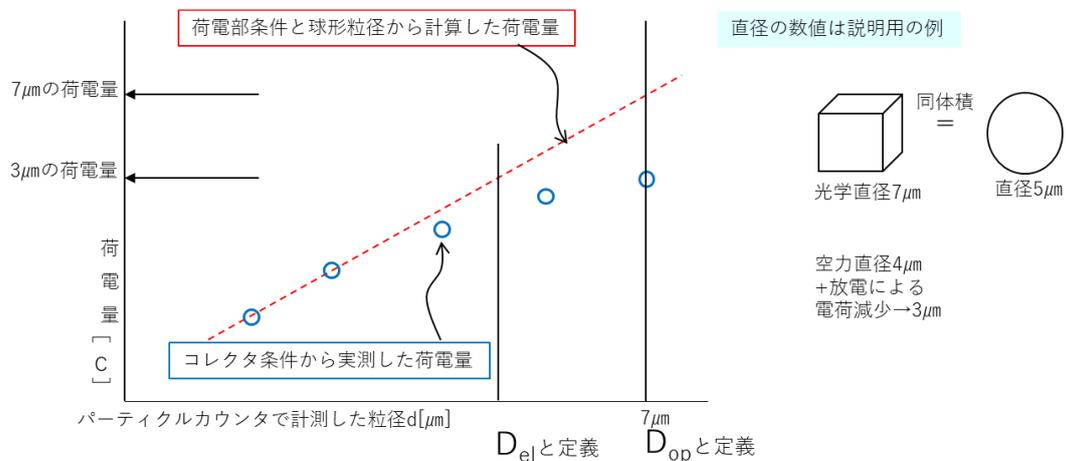


図 3-23 電気集じん粒径  $D_{el}$  の説明

図 3-23 に示したように、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に相当する粒径を電気集じん粒径  $D_{el}$  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いため、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、角が尖っているので、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 3-23 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 3-24 に示した。  $2 \mu\text{m}$  以上でこれらの粒径の比が大きく低下する。図 3-20 の結果で示した粒径分布と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<sup>7)</sup>も、この試験結果の説明と矛盾しない。

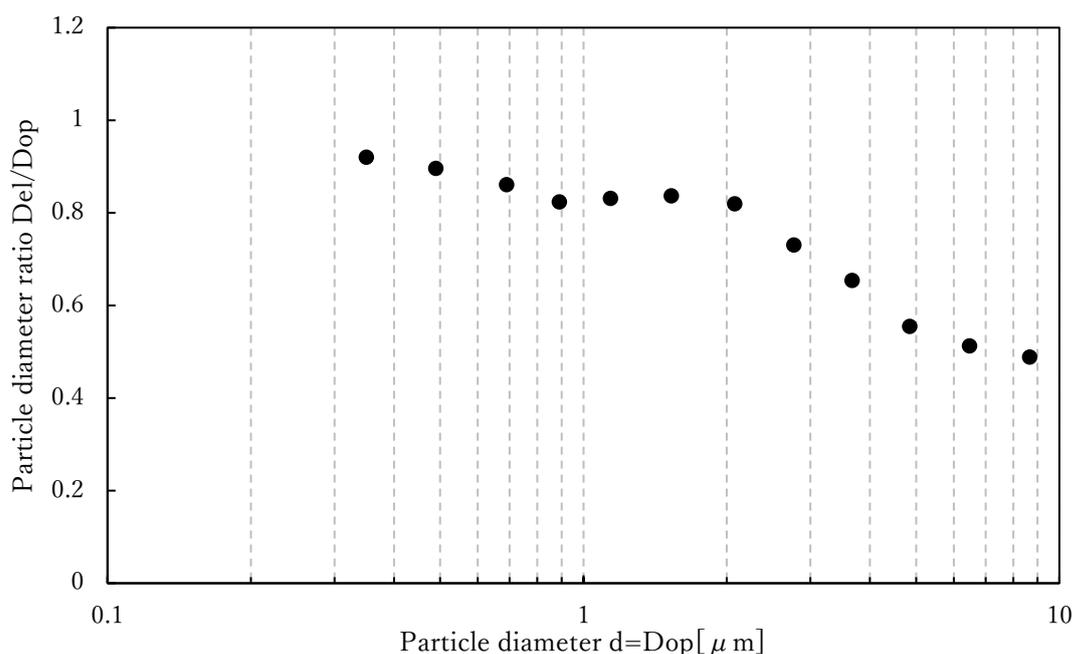


図 3-24 電気集じん粒径 Del と光学粒径 Dop の比

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。集じん効率から荷電量を算出する際の見掛けの粒径による影響は、第 5 章で行った試験の結果を解釈する上で利用した。

### 3-5 結言

荷電量の計算方法の妥当性を確認するために、粒径  $0.3\sim 1\ \mu\text{m}$  の大気じんで試験し、理論荷電量と実測荷電量を計算した。荷電量測定装置としてコレクタの印加電圧、風速を変えたときに集じん効率が理論通りに変化することを確認した。その上で荷電部の電流を変化させたときの理論荷電量に見合う集じん効率が測定されたことで、理論計算とそこに用いられる電界強度などの諸要素の算出に妥当性があることが確認できた。なお、ここに示した測定結果は今までに行った測定、計算のうちのごく一部であり、数十から百に及ぶ実験結果からも理論値と実測値のよい一致が得られ続けていることを付け加えておく。

荷電量、集じん効率の計算手法が確立できたことから、空気条件や粒子条件、試験装置の寸法や電気条件がどのように荷電量、集じん効率に影響するか、定量的に把握を試みた。それぞれの物理量が1%変化したときに、荷電量がどれだけの割合変化するかを求めた。集じん効率は可算物理量ではないので、基準となる集じん効率[%]に対し、集じん効率差をポイントとして変化量を定量化した。これにより、試験に際して、どの要素をどの程度の精度で管理すべきかの目安を得ることができた。

ここまで荷電量の計算に反映してこなかった粒子形状の影響について、最後に検討、検証した。家庭用空気清浄機や空気調和機は居住空間で使用され、そこに用いられる電気集じん装置の除去対象とする粒子はPM2.5で分類される大気じんであることが多い。大気じんに形成過程から球形の微小粒子と非球形の粗大粒子があるという先行研究をもとに、粒径分布と形状の違いによる見かけの荷電量の違いを実測の結果として示した。これは見かけの荷電量の違いとも見かけ粒径の違いとも表現することができる。そして、実用対象と同じ大気じんでは集じん性能、荷電性能を評価する際には、 $1\mu\text{m}$ 以下の粒径を用いることで、球形粒子の理論値として扱うことに問題がないことを示した。また、単に理論値の差がないことにとどまらず、 $0.3\mu\text{m}$ という最も集じんしにくい粒子径であり、重量濃度で大きな割合を占める粒子径を試験対象に選ぶことで、他の粒子径に対してもより確実に集じんできるといふ、装置としての性能確保の点からも望ましい。そして、本研究の最終段での試験で非球形のJIS試験粉体を使用したことから、3-4節の見掛け粒径の集じん効率に与える影響の検証が第5章の試験結果を解釈する上で有用となった。

## 参考文献

- 16) B.L.Hinkle : Acceleration of particles and pressure drops encountered in horizontal pneumatic conveying, Dissertation, Ph.D., Georgia Inst. Technol., Virginia (1953)
- 17) 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. 1.24)
- 18) 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
- 19) 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
- 20) 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
- 21) K.T.Whitby: The physical characteristics of sulfur aerosols. Atmospheric Environment, **12**(1978) 135
- 22) 水野彰：粒子帯電量の制御技術, エアロゾル研究,**2**(1987)88

## 第 4 章 絶縁被覆接地電極荷電装置の荷電モデル

### 4-1 緒言

前章で述べたようにワイヤ対平板の金属同士の電極の場合、White の拡散荷電の理論式と Pauthenier の電界荷電の理論式の合計で計算される値が、実験の結果とよく一致する。これらの理論では、イオンと粒子の衝突によって電荷の移動が起こるので、衝突のしやすさで荷電量を決定している。今、高効率荷電を掲げるとき、衝突しないイオンを減らすことがゴールに直結する。この章で計算するように、通常のコロナ放電によって動作する荷電部では、荷電に用いられるイオンの割合は極微少である。粒子と衝突しないイオンだけをその一部でも除外できれば、十分高い効率向上が見込める。また、電界荷電では粒子の帯電による電荷が外部電界の進入を妨げる帯電量となると、電界に沿ったイオンの衝突方向の運動がなくなるので、荷電飽和が起こる。拡散荷電でも、飽和はないものの、次第に荷電量の増加速度が遅くなることで、実質的にある程度で帯電量の変化がなくなる。この状態でさらにイオン空間に粒子が滞在し続けても、そこにあるイオンは荷電に無効である。

次節では、十分な荷電量を与えるイオンが一時的に存在し、粒子の帯電が飽和もしくはそれに近い状態になったときにイオンの発生が停止するような、イオン発生の時分割が荷電効率を高めるか検証した。

第 3 節では絶縁被覆接地電極構造の荷電部で、パルス状の電流が観測された実験事実をもとに、パルス状の電流が空間的に高密度のイオンの状態を示していると考えた。イオンが局在している場合と一様に分布している場合の違いが従来の荷電の理論からのずれを生じるといふ仮説を検証した。直流電流ではイオン密度は荷電部の大きさとイオン速度によって決まり、粒子とイオンの接触時間は粒子速度で決まる。一方パルス電流では、イオン密度はパルス幅とイオン速度によって決まり、粒子とイオンの接触時間はパルス幅で決まる。一見、まったく異なる物理量によって支配される 2 つの電流パターンで、粒子衝突、平均電流、荷電量との関係を調べる。

第 4 節では、従来の荷電理論を再度詳細に見ていくことで、パルス電流にとらわれずに荷電効率が上昇する要因がないか調べた。そして本研究の被覆構造がなぜ高効率荷電をもたらすのか、放電状態について考察した。

### 4-2 パルス電流をイオン発生有無の時間で考えるモデル

#### 4-2-1 時間分割モデル

粒子とイオンが衝突したときに荷電されるとして、粒子が飽和帯電になるための衝突するイオン個数を  $n$  個とする。これは電気素量の単位でみた飽和帯電量と同じである。この節で展開するモデルの基準となる帯電量として飽和帯電量の代わりに、後段のコレクタで

捕集率がほぼ 100%になる帯電量としてもよい。あるいは、電気集じん装置としての目標性能となる集じん効率となるときの帯電量としてもよい。

ワイヤ状放電電極と平板状接地電極で構成される荷電部で、放出されたイオンが存在する荷電空間を、ワイヤと平板電極が作る三角柱の領域とする。両極性の電荷が存在するプラズマ状態はワイヤの極近傍に限定され、その領域の大きさは荷電空間全体の大きさに比べ無視できるとする。荷電空間の平均奥行、粒子の平均通過時間をワイヤと平板の中間の位置で規定する。ワイヤの極近傍以外では電子とイオンの中和は非常に少ないので、電流連続の仮定でイオンの密度は領域の狭いところでは高くなるが、ワイヤ近くを通る粒子と平板近くを通る粒子でイオン密度と通過時間の積に比例する衝突イオン数は等しいと考えることができる。議論を簡単にするために固気 2 相流の速度比  $u_s/u_g$  を概念の説明の際には 1 とし、粒子速度と気流速度が等しいとした。

図 4-1 に電極の構成、定義している量の説明のための概念を記す。本節の図の寸法を、判別しやすいことを意図して、実際の比率と大きくかけ離れて書いた。図 4-2 に通風断面積の説明図を記す。図 4-3 に粒子と補足されたイオン、荷電空間全体のイオンの関係を示す。

粒子が荷電部の有効なイオン空間に滞在している時間を  $t_{ion}[s]$  とする。 $t_{ion}$  はイオン空間の有効な気流方向の長さ  $L_{ion}'[m]$  と粒子速度  $v[m/s]$  に対して、

$$t_{ion} = L_{ion}' / v \quad (4-1)$$

の関係にある。

荷電部の通風断面積を  $S_{ion}[m^2]$  とすると、風量  $Q[m^3/s]$  は

$$Q = S_{ion}v \quad (4-2)$$

粒子の空間密度を  $C[\text{個}/m^3]$  とすると、イオン空間の中にある粒子の数  $N_p$  は、

$$N_p = CQt = CS_{ion}L_{ion}' \quad (4-3)$$

$N_p$  個の粒子すべてを丁度  $n$  個ずつ荷電するときのイオンを  $N_i$  個とすると、イオンの有効利用率  $\eta_{el}$  は

$$\eta_{el} = N_p n / N_i \quad (4-4)$$

後に実測された値で示すように、 $\eta_{el} \ll 1$  である。

粒子に捕獲されるイオンと気流に運ばれて接地電極に到達しないイオンが無視できるとすれば、電流  $I[A]$  は単位時間当たりのイオン数である。

$$I = N_i e / t \quad (4-5)$$

ここでイオンは空気イオンであり、価数は1価とした。eは電気素量  $1.6 \times 10^{-19} \text{C}$  である。

イオンのドリフト速度は粒子の移動速度に比べて十分速いので、静止している粒子に  $t_{ion}$  [s]の間、イオンが  $N_i / t_{ion}$  の頻度で降り注いでいると見ることができる。これは、イオン空間のどの位置にいる粒子についても同様で、 $t_{ion}$  [s]の間、粒子を静止させたあと、新たな  $N_p$  個の粒子をイオン空間に出現させ、再び  $t_{ion}$  [s]の間、静止させることを繰り返していると考えてもよい。図4-4に静止粒子にイオン群が降り注ぐと考えた場合の説明を記す。図4-5に直流と矩形波の同一平均電流での比較を、図4-6に周波数変化時のパルス電流値と粒子のパルス暴露回数との関係を、図4-7に同一電流、同一デューティでの周波数とパルス幅の変化についての説明を記す。

次に、電流  $I$  が直流ではなく、デューティ  $D$  の矩形波とする。この矩形波の繰返し周波数  $f$  [Hz] が

$$f = 1/t_{ion} \quad (4-6)$$

であり、ピーク電流  $I_{pulse}$  [A] が

$$I_{pulse} = I/D \quad (4-7)$$

のとき、平均電流は直流のときの電流  $I$  に等しくなり、粒子に降り注ぐイオンの総数も  $N_i$  と等しくなる。異なるのはイオンの空間密度である。直流電流に比べ、デューティ  $D$  の矩形波では、イオン密度が  $1/D$  倍 ( $>1$ ) になる。周波数が丁度  $f$  であれば、粒子1個に降り注ぐイオンの数は  $N_i / N_p$  であり、イオン密度が  $1/D$  倍になっても、粒子とイオンが接触している時間が  $D$  倍になるので、イオン密度と時間の積  $C_i t_{ion}$  は変わらない。Pauthenier と White の式の示すところでは、 $C_i t_{ion}$  で荷電量が決まるので、矩形波にしても荷電効率は向上しない。

周波数が  $f$  より小さい場合には、電流が流れていない間にイオン空間をすり抜けてしまう粒子が出てくるので、荷電されない粒子がある。一方  $N_i / N_p$  以上の数のイオンと接触する粒子も含まれるが、 $N_i$  が丁度飽和に必要な十分なイオン数という前提なので、この粒子の荷電は飽和以上にはならない。よって総荷電量は低下、同じ平均電流でも直流のときより荷電効率が劣る。

周波数が  $f$  より大きい場合には、例えば  $2f$  の場合、一つの矩形波の時間が半分なので、単位時間に接触するイオンの数は  $1/D$  倍でも接触時間が半分で、接触イオンの数は周波数  $f$  のときの半分になる。ただし時間  $t_{ion}$  の間に2回繰り返されるので、結局周波数  $f$  と同じ

だけ荷電される。これが  $1.5f$  になると、イオンとの接触回数が  $1/1.5$  倍の粒子と  $2/1.5$  倍の粒子が半々となる。平均すると 1 倍になるように見えるが、ここでも飽和となるイオン数を前提としているので、 $2/1.5$  倍接触しても、粒子の荷電は 1 倍であり、総荷電量は、同じ平均電流の直流のときよりも低下する。

このように、周波数が  $f$  の整数倍のときにだけ直流電流と同じ効率になる。 $f$  が大きくなるほど、整数倍でなくても直流電流のときに近づいてくることは自明である。

電気集じん装置では逆電離の防止としてパルス荷電方式が用いられるが、効率の点で直流荷電より劣ると言われていることと整合する。

ここまで、イオン数  $N_i$  を飽和に必要な十分な数という前提で議論してきたが、直流電流時のイオン数がそれよりも低い場合を考える。前章で見てきたように、 $C_i t_{ion}$  に対する荷電量  $q$  のグラフは上に凸となる。すなわち、飽和していないときにも、 $C_i t_{ion}$  を増やしても、その増えた比率ほど  $q$  は増えない。このように、イオンとの接触が不均一であるよりも、すべての粒子が均等にイオンと接触することが無駄がなく、もっとも効率が良い。電流が非常に小さく、 $C_i t_{ion}$  と  $q$  が比例とみなせるとき、不均一による効率の低下はなく、均一の場合と総荷電量は同じになる。(線形関数の加算平均が、加算平均してから線形関数に代入しても等しい。)

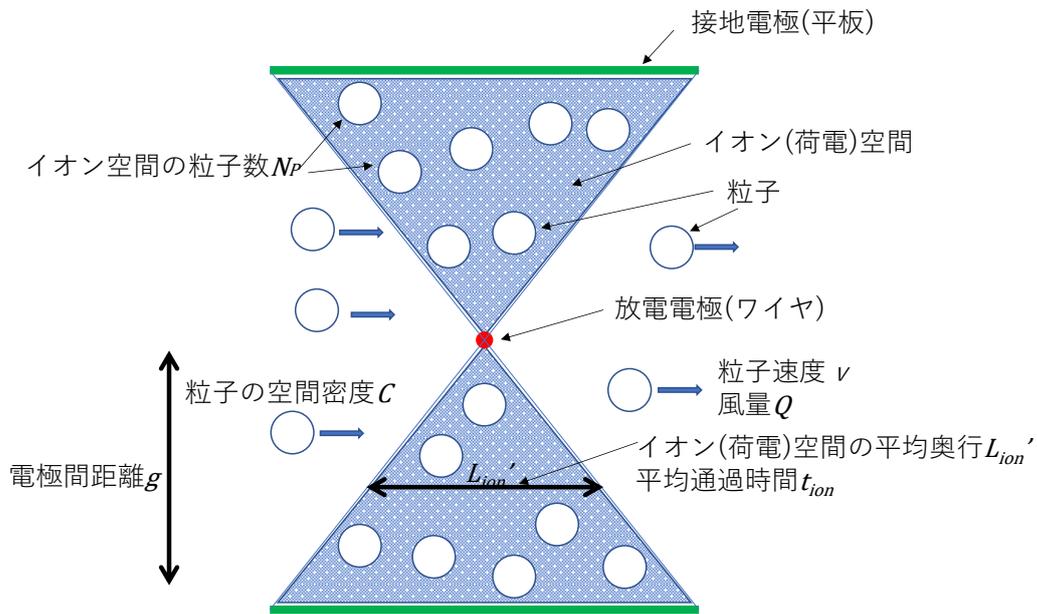


図 4-1 電極構成と荷電空間と粒子の概念

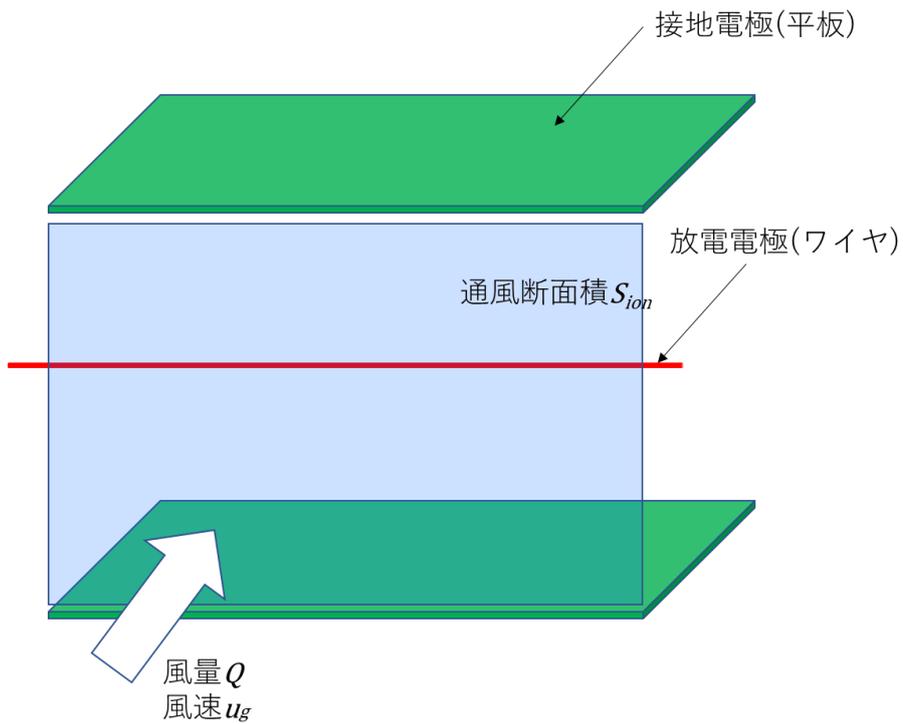


図 4-2 通風断面積の説明

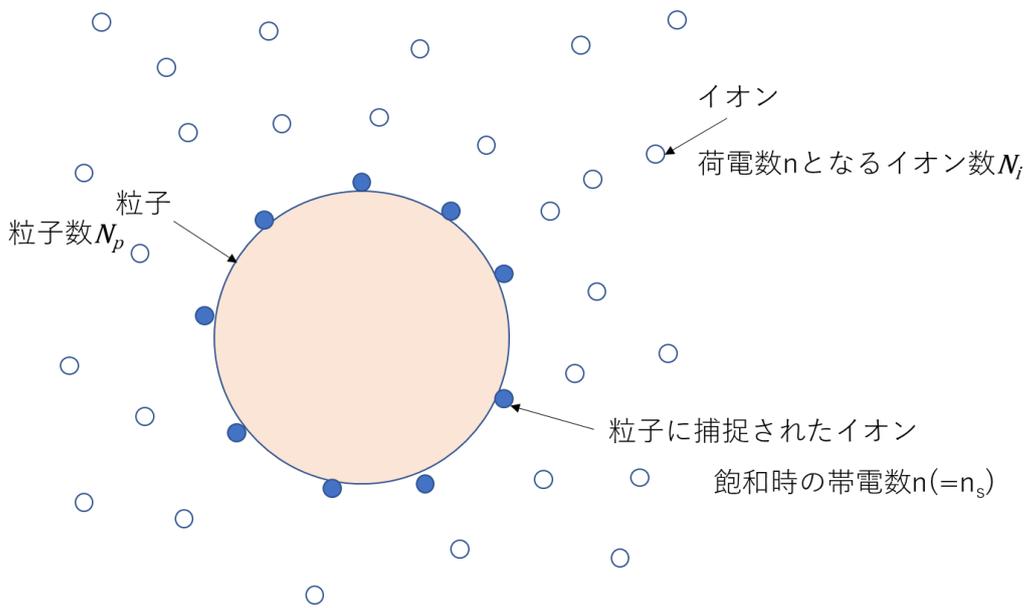


図 4-3 粒子と補足されたイオン，荷電空間全体のイオンの関係

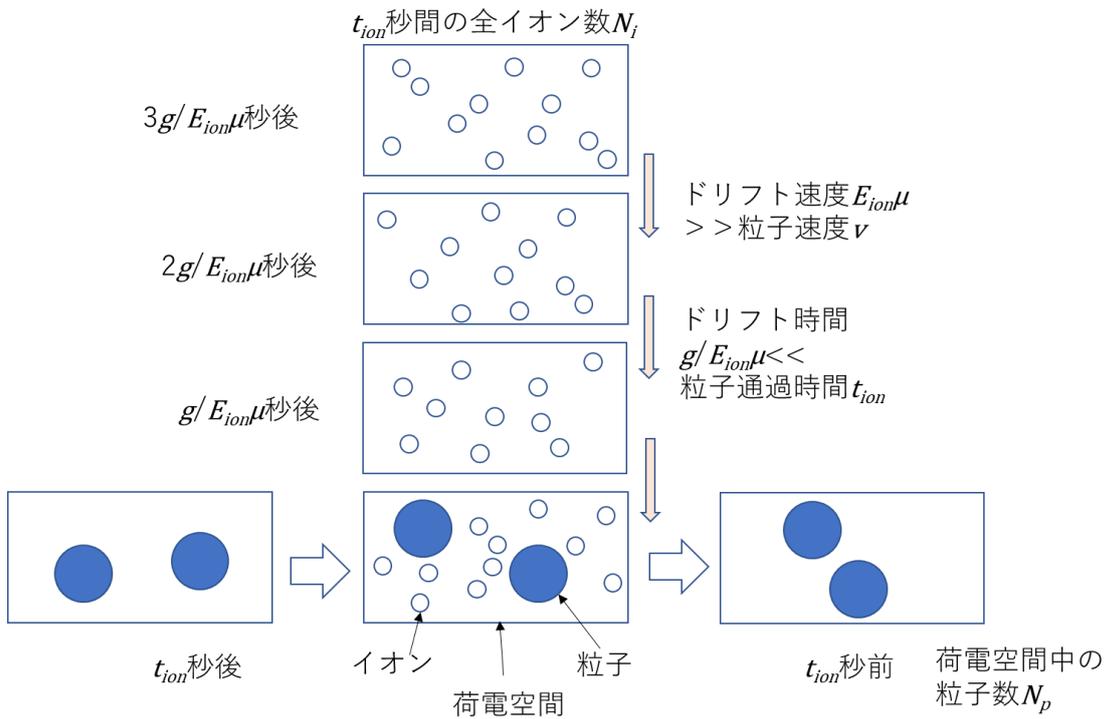


図 4-4 静止粒子に降り注ぐイオン群の説明

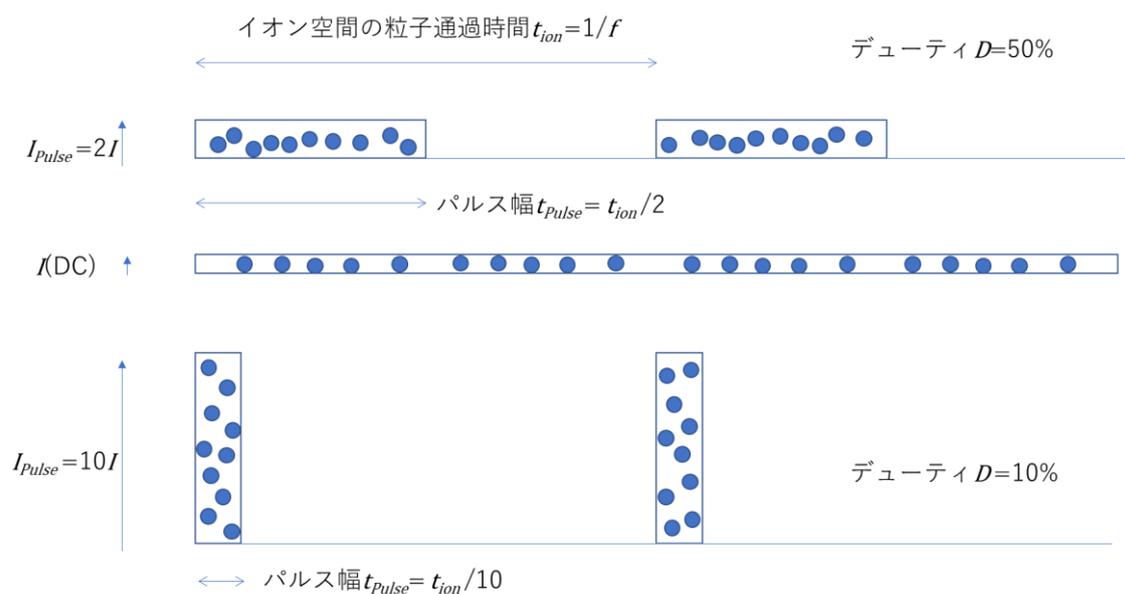


図 4-5 直流と矩形波の同一平均電流での比較

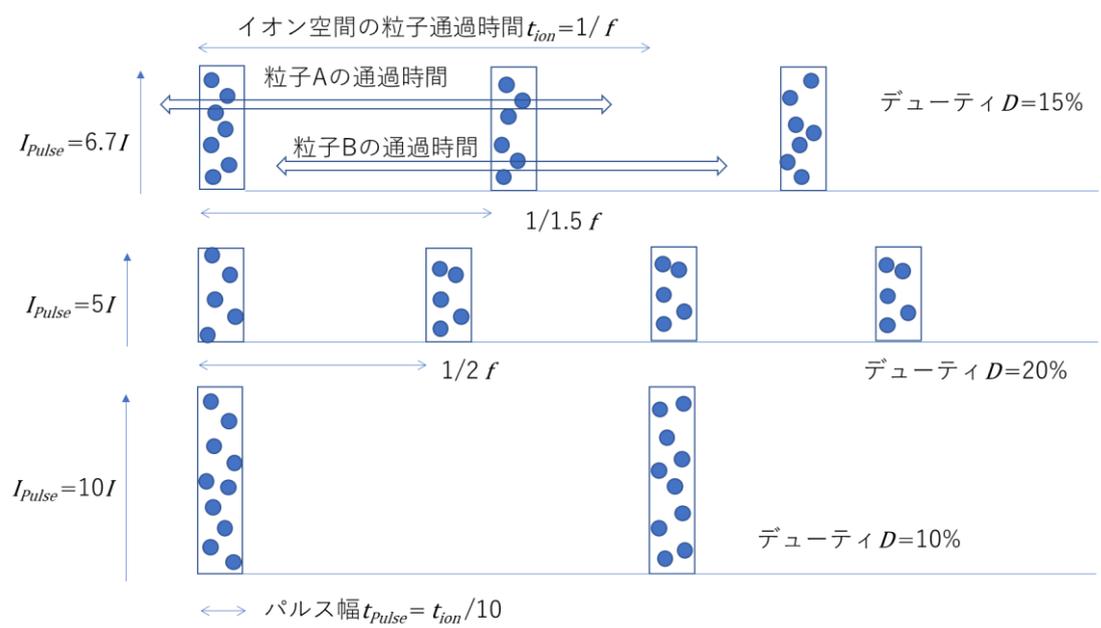


図 4-6 周波数変化時のパルス電流値と粒子のパルス暴露回数との関係

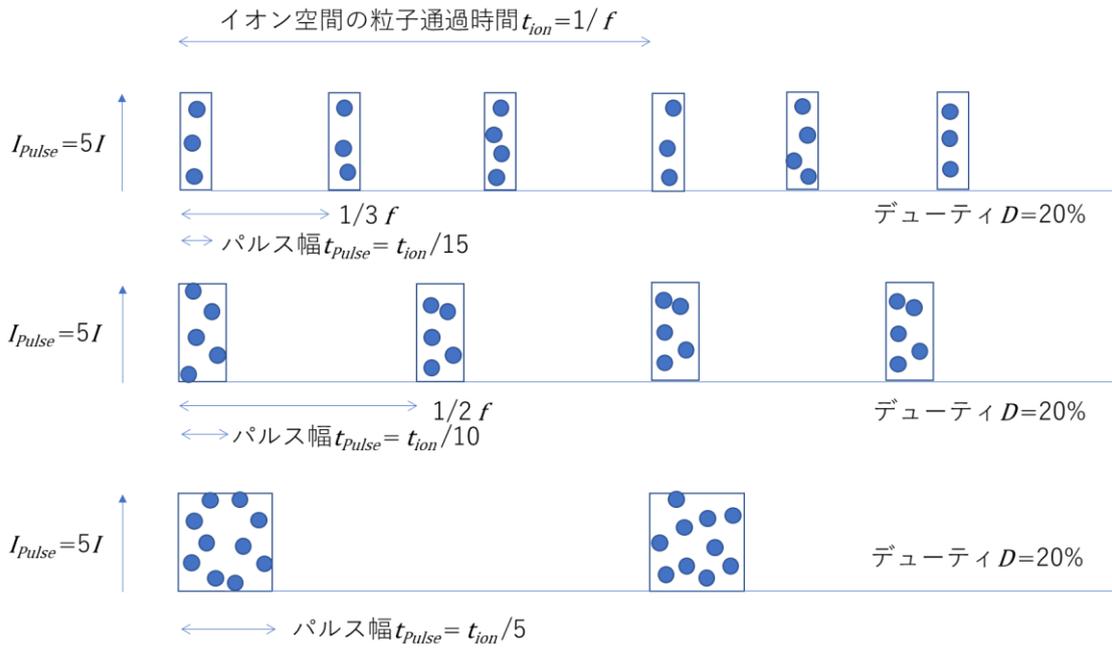


図 4-7 同一平均電流, 同一デューティでの周波数とパルス幅の変化

#### 4-2-2 時間分割モデルでのイオンと粒子の衝突頻度

荷電装置の動作条件のもとで時間部活モデルを数値で確認した。モデルで適用した荷電装置は第3章で述べた試験結果の試験品，動作条件（定格）とした。

$$L_{ion} = 1.0 \times 10^{-2} \text{m}$$

$$Q = 53.25 \text{m}^3/\text{h} = 1.48 \times 10^{-2} \text{m}^3/\text{s}$$

$$S_{ion} = 48 \text{mm} \times 100 \text{mm} = 4.8 \times 10^{-3} \text{m}^2$$

$$v = Q/A = 3.08 \text{m/s}$$

$$t_{ion} = L_{ion}/v = 3.24 \times 10^{-3} \text{s}$$

$$C = 10^4 \text{個}/L = 10^7 \text{個}/\text{m}^3$$

$$N_p = C Q t_{ion} = 4.80 \times 10^2 \text{個}$$

$$I_{ion} = 7.5 \times 10^{-5} \text{A}$$

$$N_i = I_{ion} t_{ion} / e = 2.43 \times 10^{-7} / 1.6 \times 10^{-19} = 1.52 \times 10^{12} \text{個}$$

直径  $0.3\text{-}0.5 \mu\text{m}$ ，比誘電率 3.0 の粒子の荷電量は

$$q = 4.62 \times 10^{-18} \text{C}$$

この時の電界荷電の飽和率は 52% である。

この時の帯電数を  $n$  とすると，

$$n = q/e = 28.9 \text{個}$$

$$\eta_{el} = N_p n / N_i = 9.1 \times 10^{-9}$$

粒子数が 2 桁増えても，イオンの利用効率は 1 よりも十分に小さい。

コレクタ電流が  $1 \mu\text{A}$  のオーダーであり，これがすべて荷電部からのイオンの捕集によるものだとしても，その比率は 1% のオーダーである。コレクタは最も捕集しにくい粒径  $0.3\text{-}0.5 \mu\text{m}$  の粒子の捕集率が 80% 程度の運転条件なので，空気イオンはほぼ 100% 捕集され，コレクタを通過するものはないと考える。よって，放電電極から発生したイオンはほぼすべて接地電極に到達しているとみなす。

イオンの空間での滞留時間  $t_l$  [s]，すなわち放電電極から接地電極に到達するまでの時間は，電界強度  $E_{ion}$  [V/m] とモビリティ  $\mu$  [ $\text{m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ] と電極間距離  $g$  [m] から求めた。

$$E_{ion} = 7.91 \times 10^5 \text{V/m}$$

$$\mu = 1.95 \times 10^{-4} \text{m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$$

$$g = 5.94 \times 10^{-3} \text{m}$$

$$t_l = g / E_{ion} \mu = 3.85 \times 10^{-5} \text{s}$$

$t_l$  [s] でのイオンの総数  $N_i$  個に対して，ある瞬間，イオン空間に存在するイオンの数  $N_i'$  個は

$$N_i' = N_i t_l / t_{ion} = 1.81 \times 10^{10} \text{個}$$

これは粒子個数  $N_p$  より 7 桁多い。粒子数が 2 桁増えたとしても，イオン数の方が圧倒的

に多い。ただし電流が  $0.1 \mu A$  程度で粒子が 2 桁多い状態では、イオン数と粒子数の比が 1000:1 以下まで近づく場合がある。

ここまでは気流速度  $v$  を粒子速度と変わらないとして扱ってきたが、粒子の比重  $\rho$  [ $kg/m^3$ ]と粒子径  $d[m]$ から粒子速度  $u_s$ と気流速度の比  $u_s/u_g$ を求めると、

$$u_s/u_g = 1 - 0.3389d^{0.3}\rho^{0.5} = 0.810$$

$$u_s = 2.49m/s$$

これは、イオンの移動速度  $v_i = E_{ion}\mu = 1.54 \times 10^2 m/s$  に比べ十分遅いので、粒子が静止していて、そこにイオンが降り注ぐと考えると問題ない。

イオン発生を時間分割して矩形波の電流を流す場合の周波数  $f$ は、

$$f = 1/t_{ion} = 3.09 \times 10^2 Hz$$

矩形波のデューティ  $D$ を変えたときのパルス幅  $t_{pulse}[s]$ とピーク電流  $I_{pulse}[A]$ は次のようになる。

表 4-1 パルス荷電時のデューティ、パルス幅、ピーク電流の関係

デューティ	パルス幅[s]	ピーク電流[A]
100% =DC	—	$75 \mu A$
50%	1.62ms	$150 \mu A$
10%	$324 \mu s$	$750 \mu A$

平均電流を同じにしたまま、同デューティで周波数  $f$ を 2 倍、3 倍にすればパルス幅は  $1/2, 1/3$  になる。ピーク電流は変わらない。

電流の増加に対して、電圧の変化は緩やかであり、電圧に比例する電界強度の変化を無視すれば、イオンの移動速度は変わらないので、ピーク電流の変化は、そのままイオン密度の変化となる。(実際には、電圧増加分、いくぶん目減りする。)

この節ではパルス状に発生するイオン電流によって、荷電効率が改善されるか検討した。粒子を荷電するのに十分なイオンがあれば、イオンの発生しない時間によって荷電に寄与しない無効な電流が減る可能性について計算した。平均電流が同じとき、直流電流として観測される時間的に一様にイオンが発生する場合と、パルス電流のようにイオン発生が時間分割される場合で、荷電量は変わらなかった。イオン発生の時間分割で荷電効率は上昇しないことが分かった。

### 4-3 高イオン密度の荷電モデル

前節ではパルス電流をイオン流の有無の時間分割として考えたが、本節では空間のイオン密度の大小として捉える。第3章で見てきたように、一般的な直流コロナ放電の場合、電界荷電の理論式にも拡散荷電の理論式にも荷電量の時間変化に対して、イオン密度  $C_i$  と粒子のイオン空間滞留時間(通過時間)  $t_{ion}$  の積の項が現れる。イオン密度はイオン空間体積当たりのイオン数  $N_i$  であり、イオン空間滞留時間はイオン空間体積を粒子速度換算風量  $Q$  で除した量であるから、 $C_i t_{ion}$  はイオン空間体積の項が消えて  $N_i Q$  と置き換えることができる。このイオン密度が空間当たりのイオン数なのに対して、電流は時間あたりのイオン数であるから、電流とイオンの滞留時間からイオン個数が求まる。滞留時間は電極間距離をイオンの移動速度で除して求まり、イオンの移動速度は電界強度とイオンモビリティの積である。電界荷電量も拡散荷電量も、電流と電界強度とイオンモビリティ、電極間距離によって計算がされる。電流がパルスであっても、ONのときに直流として計算された荷電量とOFFの時間の荷電量ゼロとの配分から求まる。同一電流のときにデューティを小さくすると、パルス幅は狭くなり、周波数が大きいときには、鋭いパルスになって、イオンは時間的に高い密度に達する。これは空間的にも高密度であり、その密度は電流に比例する。前節でみたように、同一平均電流であれば時間的に分割しても粒子とイオンの衝突回数は変わらない。先行研究<sup>1)</sup>の結果、高イオン密度と推定されるパルス電流で荷電効率が向上することが示されている。ここでは、イオンの時間分割ではなく空間的に高密度で局在していることに着目し、直流電流とは異なる作用があると考えた。粒子とイオンの衝突回数が荷電量に比例するとして議論を進める。

拡散荷電ではイオンの熱力学的な量が荷電量に影響し、電界荷電では粒子の誘電率が粒子表面の電界を変化させることで荷電量に影響する。これらの影響因子は基本となる粒子とイオンの衝突に比例係数として関わるとして、両者に共通する衝突回数を考えた。

初めに、直流電流の場合について考える。図4-8に低密度イオンの中を粒子が進む、DC電流の場合のイメージと物理量の定義を示す。

粒子を半径  $a$  [m] の球体とすると、投影面積は  $\pi a^2$  [m<sup>2</sup>] になる。イオン空間を粒子が通過する時間 (イオン空間に粒子が滞留する時間) を  $t_{ion}$  [s]、気流方向の粒子速度を  $v_p$  [m/s]、イオンの電界方向の速度を  $v_i$  [m/s]、イオン密度を  $C_i$  [個/m<sup>3</sup>] とすると、粒子がイオン空間に入ってから抜けるまでの間に単純にイオンと衝突する個数は、これを記号  $n_{DC}$  [個] で表すと、次のようになる。

$$n_{DC} = C_i \pi a^2 v_i t_{ion} \quad (4-8)$$

前出の  $C_i t_{ion} = N_i / Q$ , および  $N_i = (I/e)(g/E_{ion}\mu)$  から前式は次のようになる。

$$n_{DC} = \pi a^2 v_i I g / Q E_{ion} \mu e \quad (4-9)$$

ワイヤの有効長を  $L_w$  [m] とすると, 次の関係がある。

$$Q = 2 L_w g v_p \quad (4-10)$$

これを变形した  $g v_p / Q = 1/2 L_w$  と  $v_i = E_{ion} \mu$  を前式に代入し, 電流の線密度  $j_\ell = I / L_w$  [A/m] とすると,

$$n_{DC} = \pi a^2 j_\ell / 2 e v_p \quad (4-11)$$

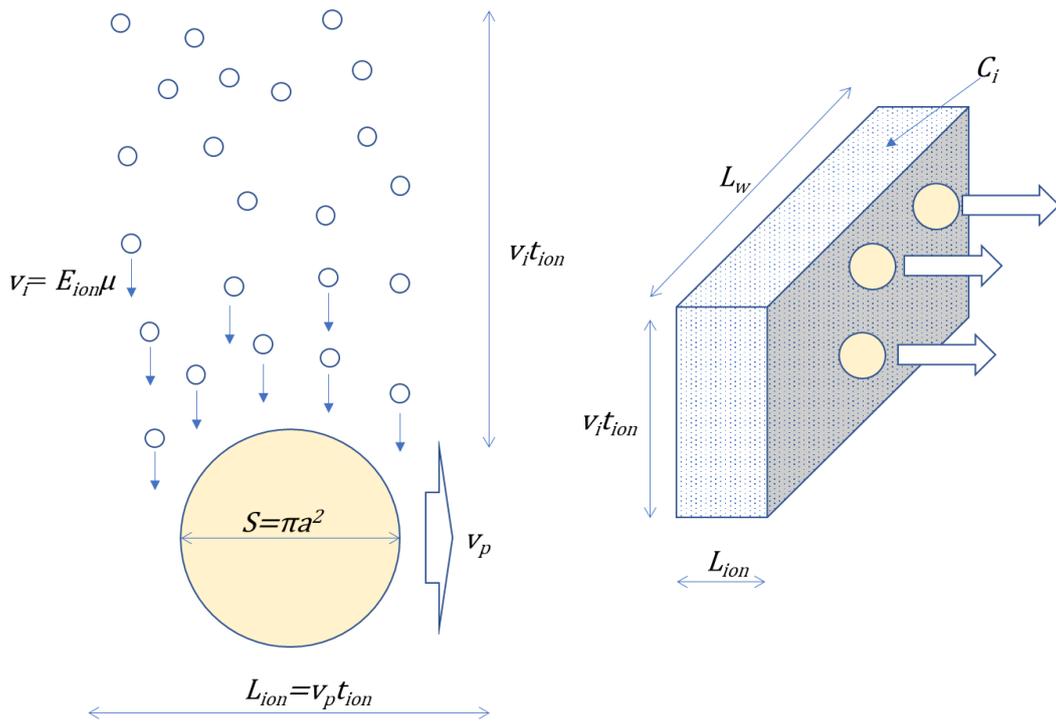


図 4-8 一様な低密度イオンの中を進む粒子の説明 (DC 電流の場合)

次に, イオンが局所的に存在する場合を考える。図 4-9 に高密度イオン群が静止粒子を暴露するイメージとパルス電流波形の説明を記す。

まず粒子がイオン空間を通過する時間  $t_{ion}$  の間に, 局所的な高密度イオン群が粒子を暴露

する場合について考える。イオンのドリフト速度は粒子速度より桁違いに速いので、静止している粒子をイオン群が横切るとみなすことができる。イオンが電極間全体には存在せず、局所的であることは、イオン電流がパルス状であり、パルス幅が十分に短いことを意味する。また、粒子がイオン群に暴露される時、次にやってくるイオン群との時間、距離が離れているということであり、イオン群は電極間距離に比べて十分に薄い層を形成しているとみなせる。この層の厚さ  $d_L$  は、パルスの時間幅とイオンのドリフト速度  $E_{ion}\mu$  の積で表すことができる。ここでのパルス幅は、測定系の時定数で伸びた時間ではなく、純粋にイオンが接地電極に到達した電流の時間幅である。イオン局在の場合の粒子とイオンの衝突個数を  $n_{Pulse}$  [個] とすると、1パルス当たりでは次の式となる。

$$n_{Pulse} = \pi a^2 C_i d_L \quad (4-12)$$

粒子が暴露されるパルス数は、パルス頻度  $f[\text{pps}] = f[\text{Hz}]$  として、 $ft_{ion}$  [回] なので、1粒子が暴露される全パルス数に対しては、

$$n_{Pulse} = \pi a^2 C_i d_L ft_{ion} \quad (4-13)$$

イオン空間の体積は  $d_L L_w L_{ion}$  であるから、イオン密度  $C_i$  はイオン数  $N_i$  を使って、

$$C_i = N_i / d_L L_w L_{ion} \quad (4-14)$$

$n_{Pulse}$  の式は、次のように書くことができる。

$$n_{Pulse} = \pi a^2 N_i ft_{ion} / L_w L_{ion} \quad (4-15)$$

1つのパルスに含まれる電荷量  $q_{Pulse}[\text{C}]$  はパルスを矩形波とみなした時のパルス幅  $t_{Pulse}$  [C] とパルス高さ  $I_{Pulse}[\text{A}]$  の積であり、パルス間隔  $t_{int}[\text{s}]$  と周波数  $f[\text{Hz}]$  を使って、平均電流  $I[\text{A}]$  との関係は次のようになる。パルスが三角波であれば、 $I_{Pulse}$  はピーク高さ、 $t_{Pulse}$  は半値幅と考えればよい。

$$I/2 = q_{Pulse} / t_{int} = (t_P / t_{int}) I_P \quad (4-16)$$

$$f = 1 / t_{int} \quad (4-17)$$

$$I/2 = t_{Pulse} I_{Pulse} f \quad (4-18)$$

$$q_{Pulse} = I/2f \quad (4-19)$$

$$N_i = q_{Pulse} / e = I/2fe \quad (4-20)$$

ここで、ワイヤからの電流が両側に対向する接地電極の両方に流れるのに対し、片側の電極間にイオン群がある場合について考えているので、電流の 1/2 がパルス電荷量と対応する。

$t_{ion} = L_{ion} / v_p$ ,  $j_\ell = I / L_w$ を代入すると、

$$n_{Pulse} = \pi a^2 j_\ell / 2 e v_p \quad (4-21)$$

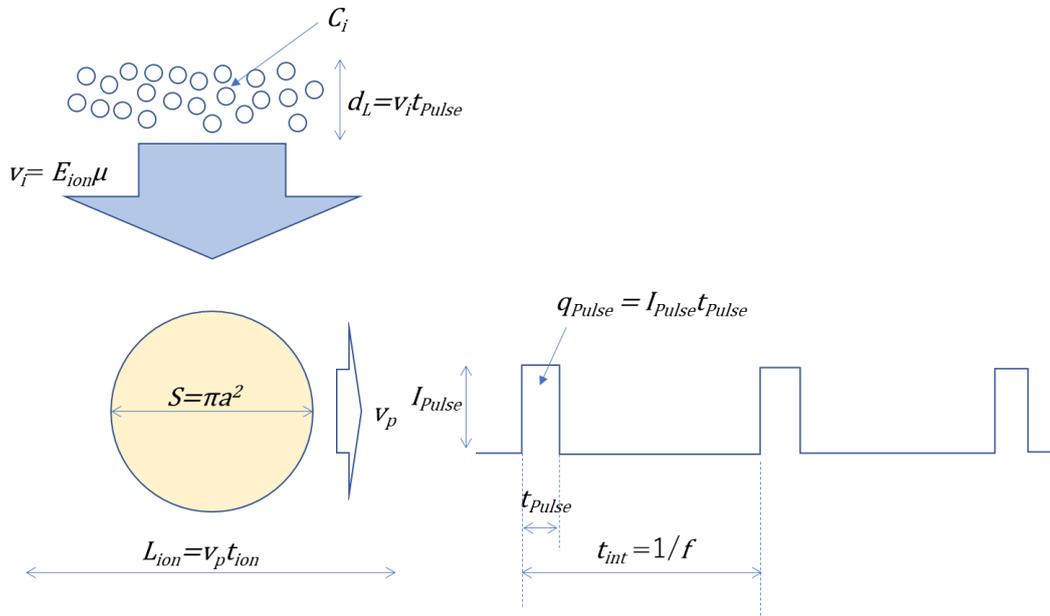


図 4-9 高密度イオン群に暴露される静止粒子とパルス電流波形の説明

式(4-11)と式(4-21)を比較して、

$$n_{DC} = n_{Pulse} \quad (4-22)$$

粒子が薄いイオンの霧の中をゆっくり進んでいくときに衝突するイオン粒と、立ち止まっている粒子が一瞬のイオンのスコールを浴びるときとで、イオン粒の数が同じなら、衝突数は変わらない。

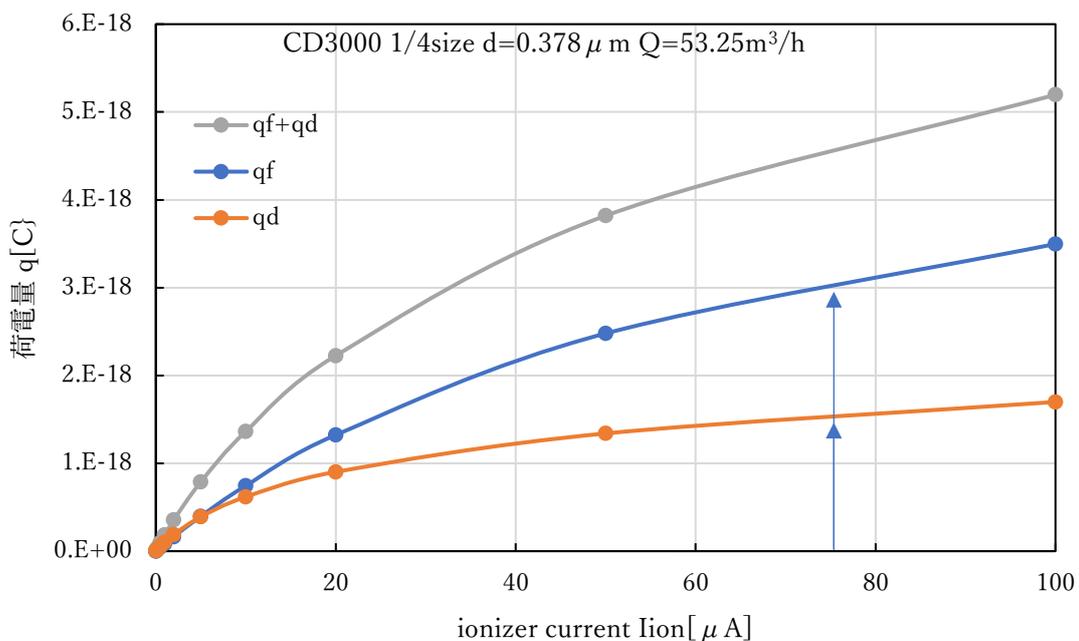
局所的にイオンが高密度で存在しても、直流電流に比べて荷電効率が上昇しないことが分かった。

#### 4-4 低電界強度拡散荷電増加モデル

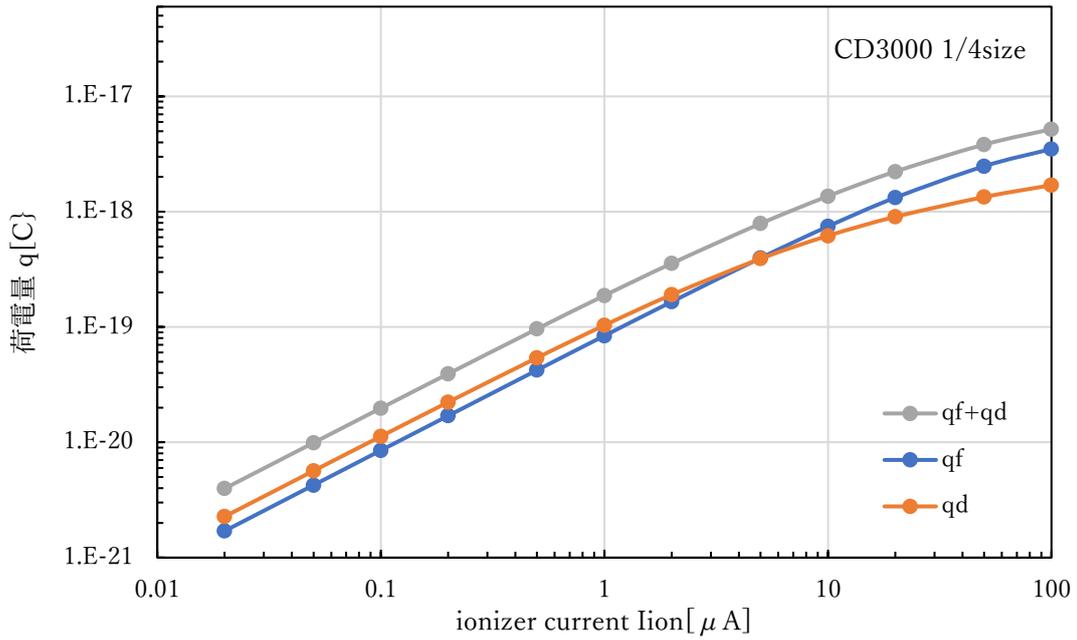
##### 4-4-1 電界強度による荷電量変化

第2章の「2-3 荷電理論」で電流が少ないときの電界強度と荷電量の関係を調べた。電流が低く、またイオンと粒子の衝突時間が十分でない条件の下で近似が成り立つとき、式(2-67)のように電界荷電は電界強度によらず、式(2-43)のように拡散荷電は電界強度に反比例する。電界強度が低く抑えられることで、拡散荷電量が増加するモデルを仮定し、電界強度によって荷電量がどの程度変化するか、近似の条件範囲によらず計算で求めた。電界強度は印加電圧、電流によって変化するが、本研究の構造である絶縁体による接地電極の被覆の有無で、同じ電流値でも電界強度が異なる。よって電界強度を独立して変化させて計算を行った。計算に用いた荷電装置の仕様は、「3-3 従来型荷電装置の荷電量」で使用したものと同一とした。計算には「3-2-1 荷電量への影響」と同様に式(2-38)の拡散荷電量式と式(2-68)~式(2-70)の電界荷電量式を用いた。以下の図中の「CD3000 1/4size」は、この試験で使用している被覆なしの従来荷電部の呼称である。

まず、電界荷電と拡散荷電がどのような割合で合計荷電量に寄与するか、電流による変化を求めた。図4-10と図4-11は従来型の接地電極を被覆していない荷電部に、定格風量 $53.25\text{m}^3/\text{h}$ で送風したときの粒子径 $0.3\text{-}0.5\mu\text{m}$ (幾何平均 $0.378\mu\text{m}$ )の荷電量を、電流を $0\text{-}100\mu\text{A}$ まで変化させて求めた。



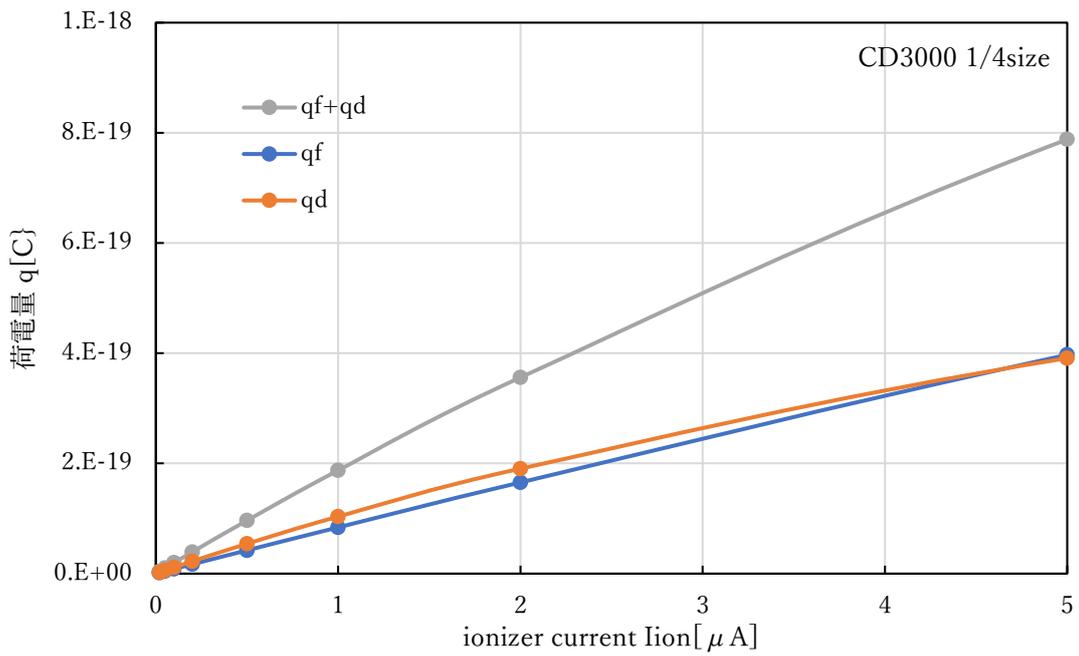
(a)線形表記



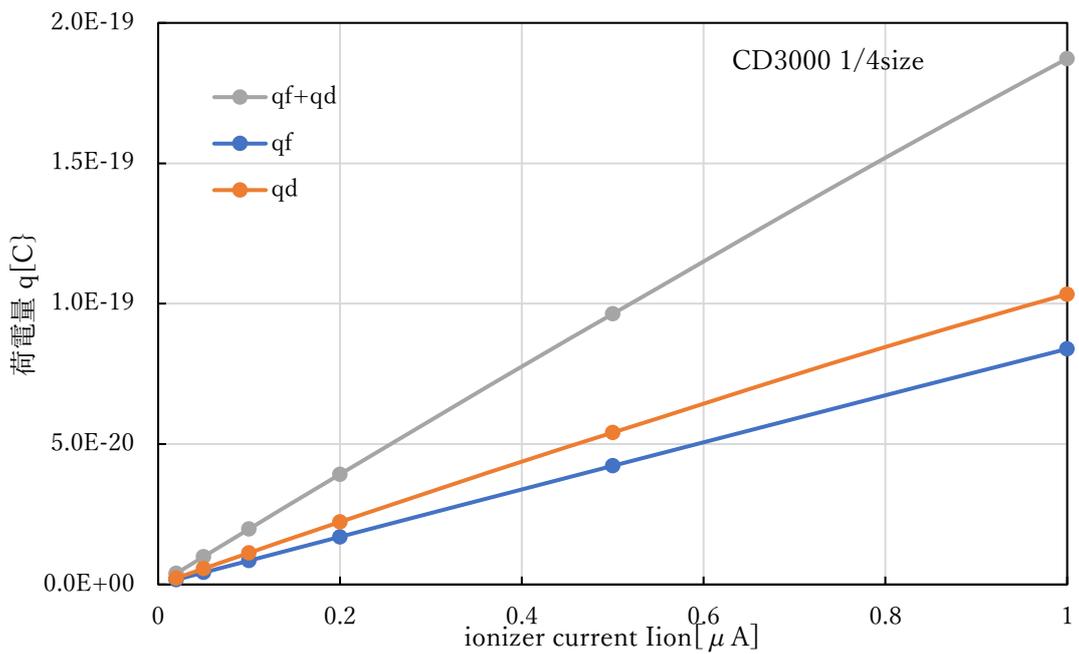
(b)両対数表記

図 4-10 被覆なし荷電部の電流対荷電量の関係

定格電流  $75\mu A$  では、電界荷電量が拡散荷電量の約 2 倍であり、合計荷電量に対する割合は 2:1 である。 $5\mu A$  以下では、拡散荷電量が電界荷電量を上回っている。拡散荷電量を増加させて合計荷電量を増加させるには、電流の小さい（電流密度の小さい）条件が有利であることが分かる。



(a) 5 μA 以下

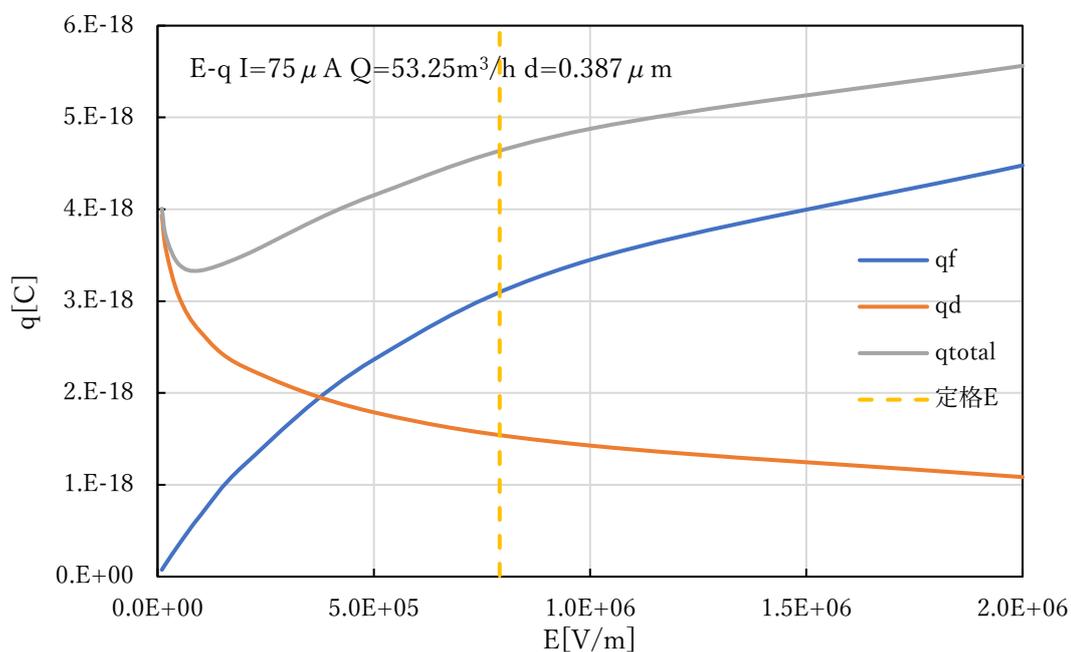


(b) 横軸拡大 1 μA 以下

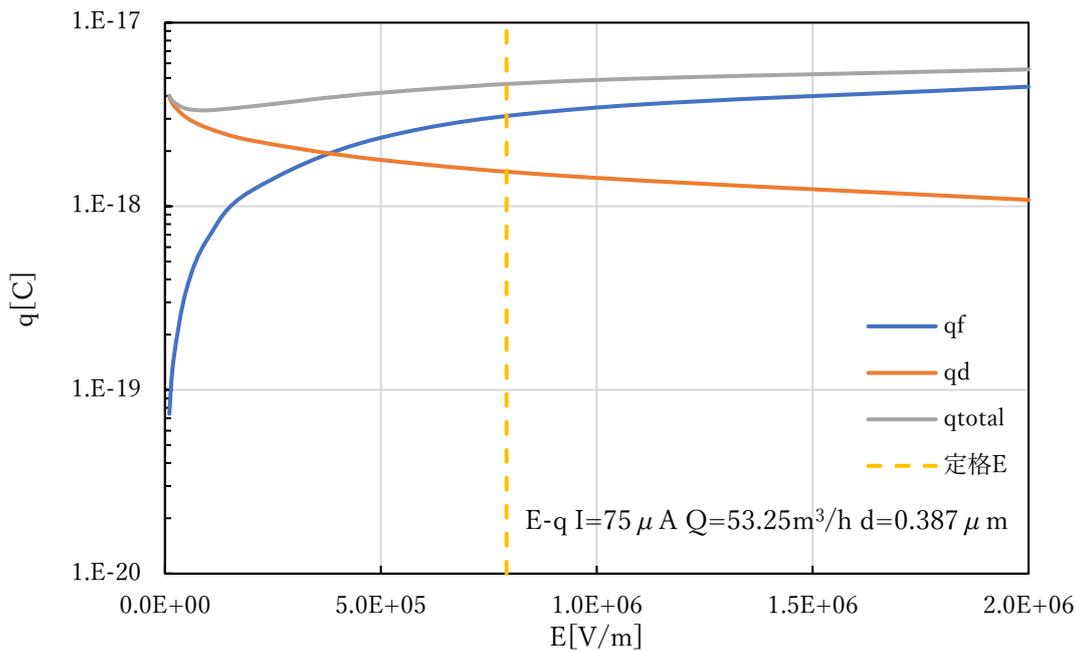
図 4-11 被覆なし荷電部の電流対荷電量の関係

5μA で拡散荷電量と電界荷電量が等しくなり、その差は 1~2μA で大きくなる。1μA で比較すると、拡散荷電量が 2 割程度大きいことが分かる。

図 4-12 は定格電流  $75\mu\text{A}$  で定格風量,  $0.3\text{-}0.5\mu\text{m}$  粒子について, 被覆なし荷電部の電荷量を, 電界強度を独立に変化させて計算した結果である。定格電界強度として, 印加電圧を電極間隔で除した単純平均電界強度  $7.9\text{kV/cm}$  を点線で示した。電界荷電は電界強度とともに増加, 拡散荷電は減少し, 両者の合計は絶対値の大きい電界荷電と近い傾向を示す。また, 両者とも電界強度の小さいところで変化が大きく, 特に電界強度ゼロに向かって拡散荷電量が急激に大きくなる。この影響で合計荷電量は電界強度が  $1\text{kV/cm}(=1\times 10^5\text{ V/m})$  近辺で極小値を取る。この電流が維持されたときには, 電界強度が  $4\text{kV/cm}$  で電界荷電と拡散荷電が等しくなる。



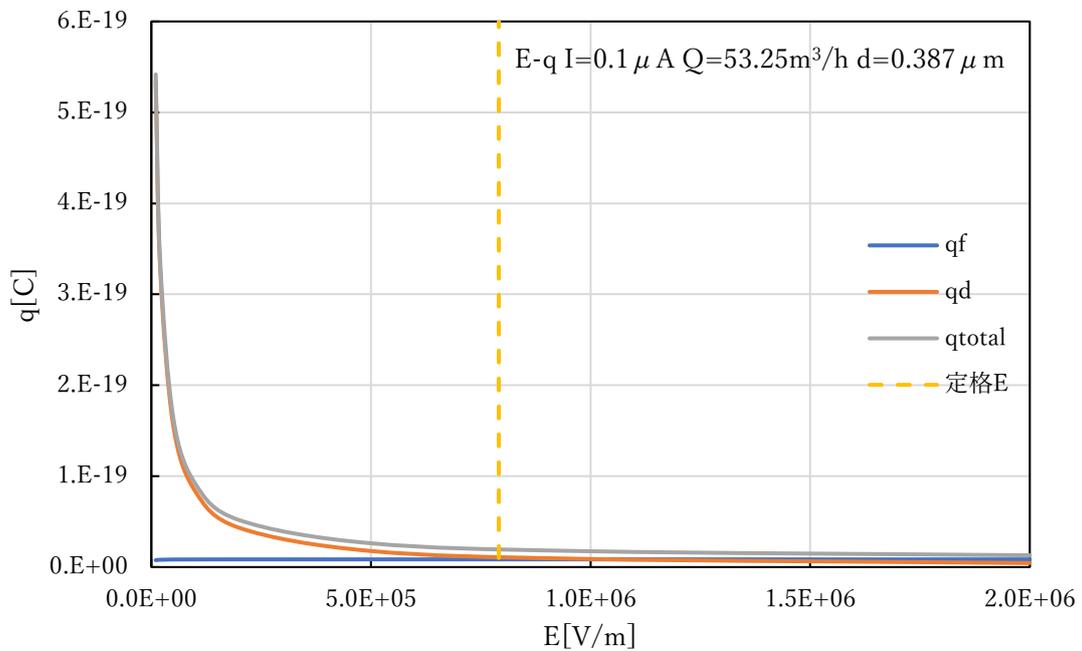
(a)縦軸線形



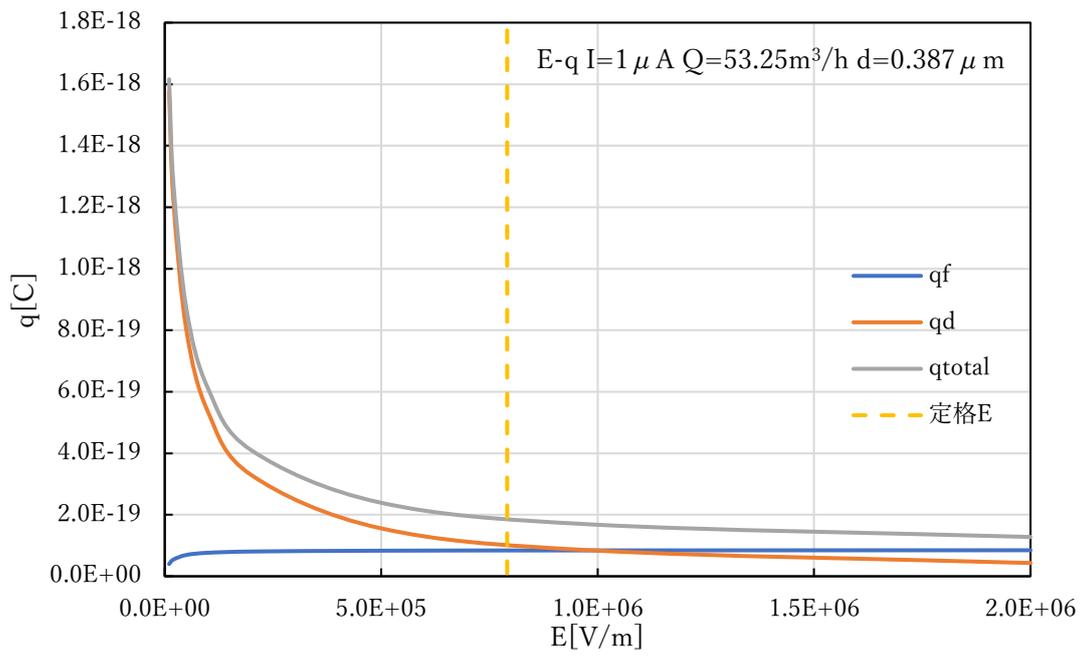
(b)縦軸対数

図 4-12 被覆なし荷電部の定格電流時の電界強度対荷電量の関係

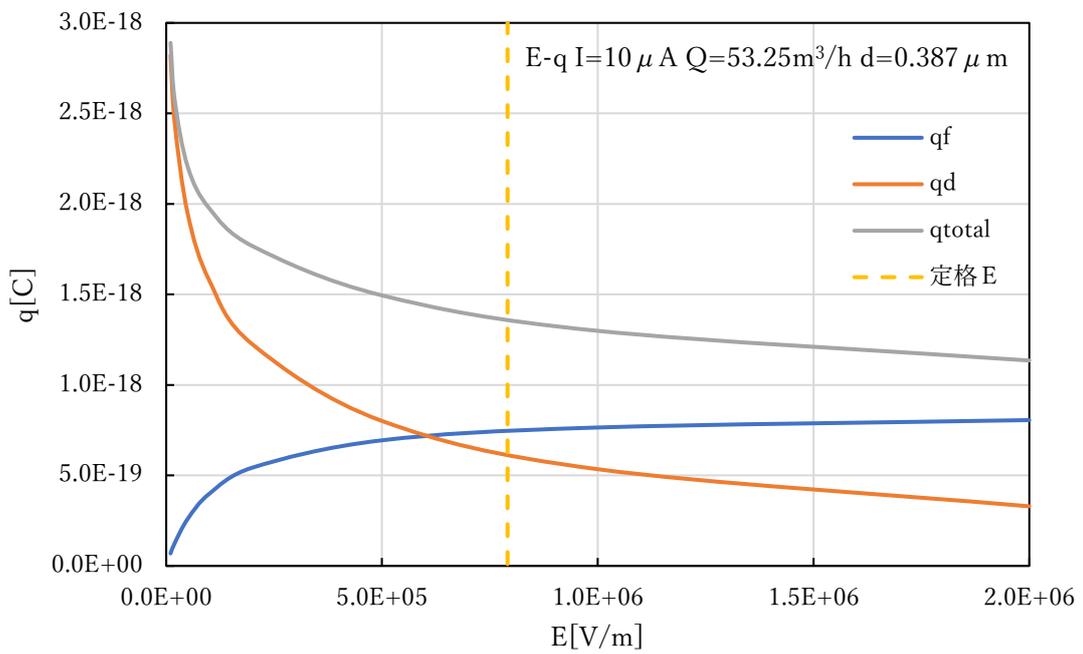
風量を固定し、4種類の電流値に対して、電界強度と荷電量の関係を計算した結果を図 4-13 に示す。



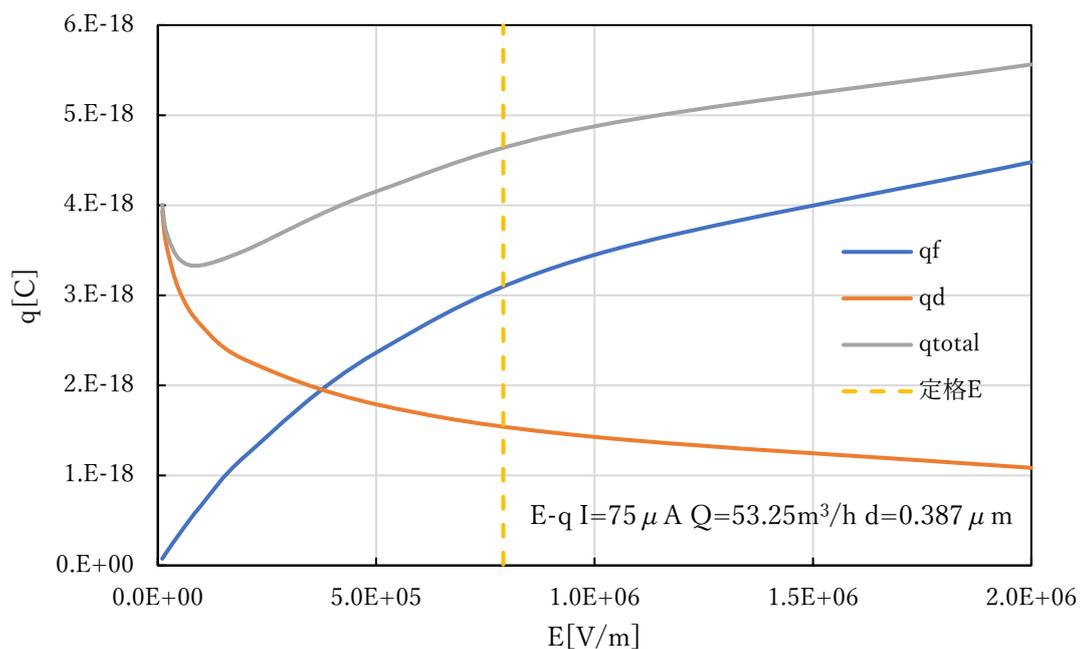
(a)I=0.1 μA



(b)  $I=1 \mu\text{A}$



(c)  $I=10 \mu\text{A}$

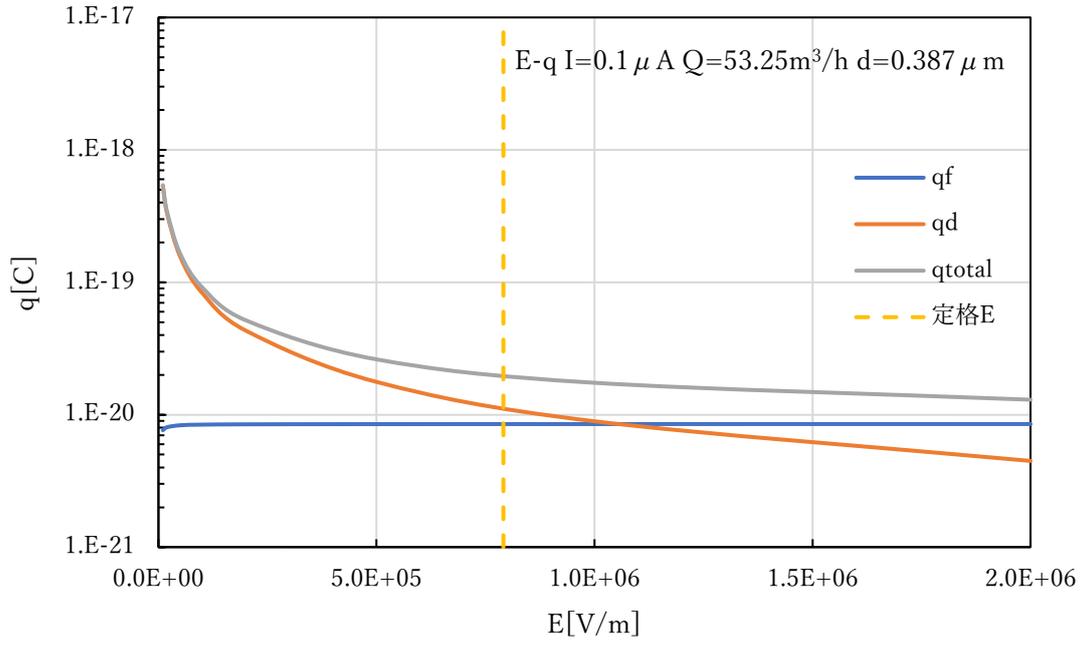


(d) I=75  $\mu$ A

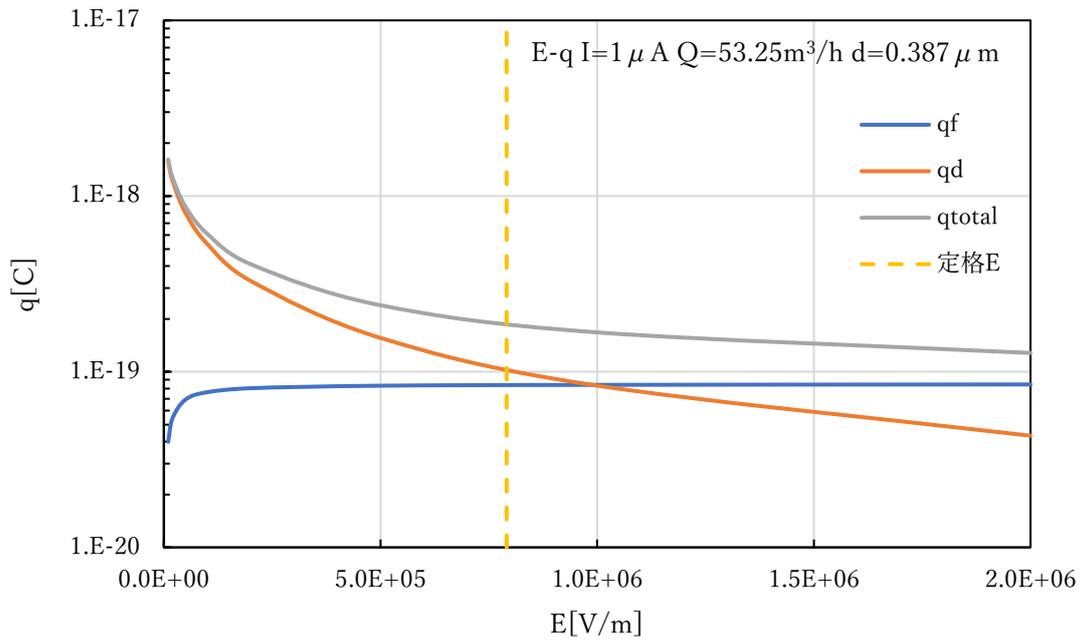
図 4-13 被覆なし荷電部の電流ごとの電界強度対荷電量の関係

電流によって、荷電特性が大きく変化する。合計荷電量は10 $\mu$ A以下では、拡散荷電量の影響をより大きく受け、電界強度の増加とともに減少する。また、低い電界強度での荷電量の変化が急激である。電流0.1 $\mu$ Aでは、電界荷電は相対的にほぼゼロとなり、拡散荷電だけが合計荷電量に寄与している。

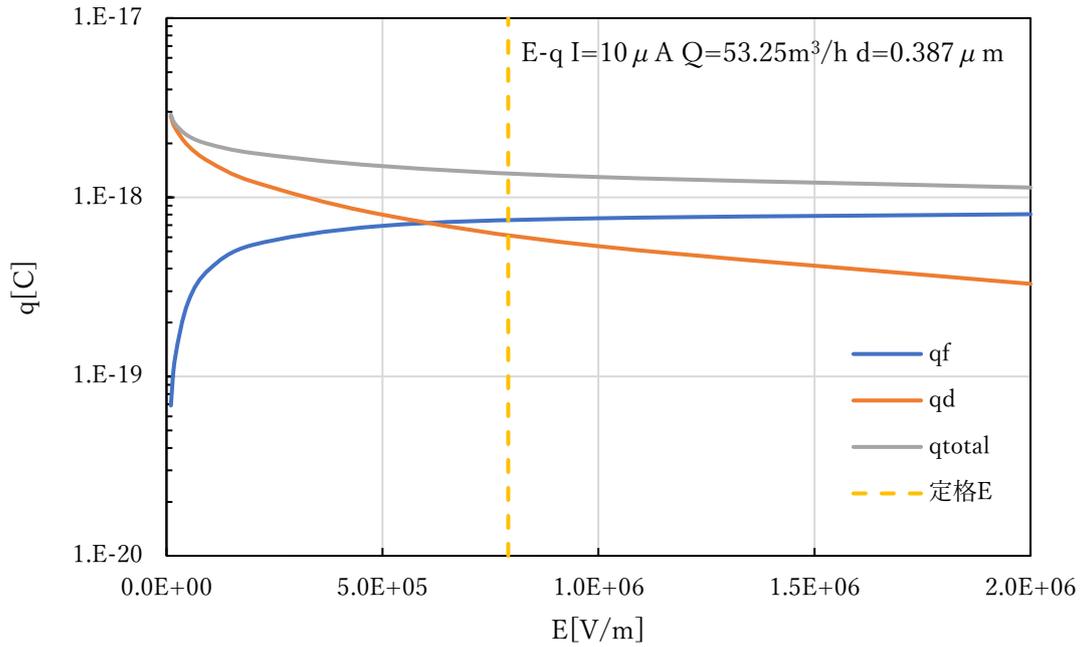
図 4-14 は、図 4-13 のグラフの縦軸を対数表記して、桁違いに小さくなる電界荷電量の傾向を見やすくしたものである。



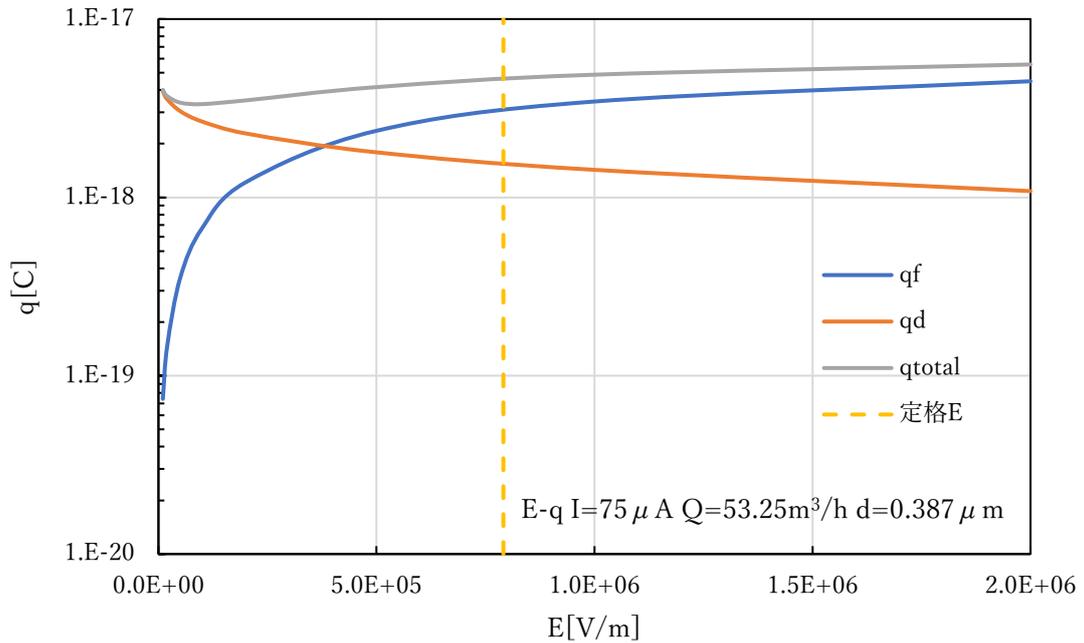
(a)  $I = 0.1 \mu\text{A}$



(b)  $I = 1 \mu\text{A}$



(c)  $I=10\ \mu\text{A}$

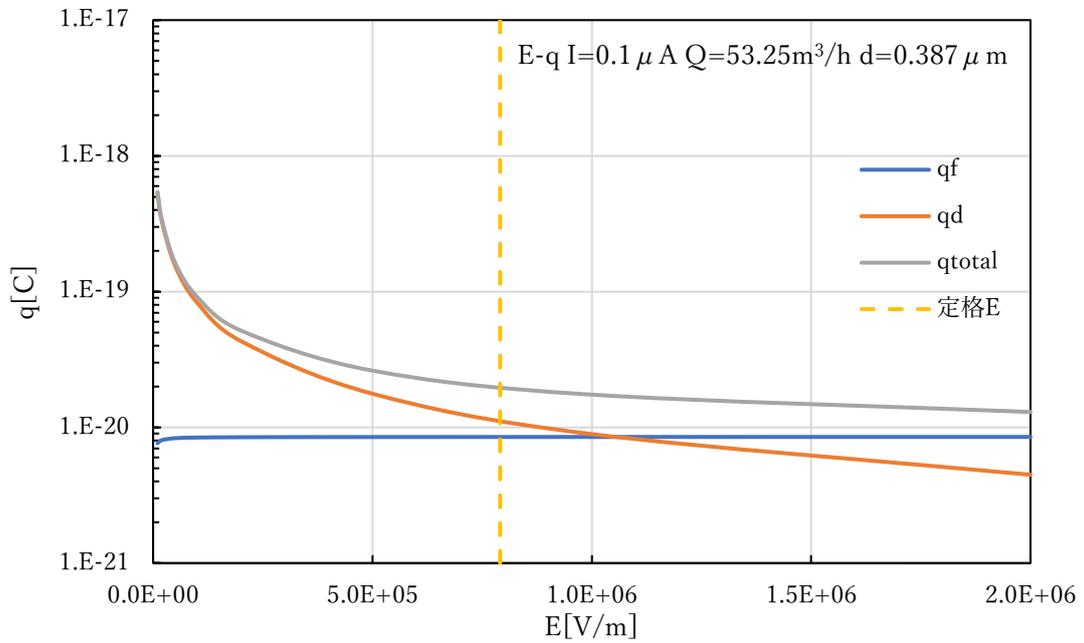


(d)  $I=75\ \mu\text{A}$

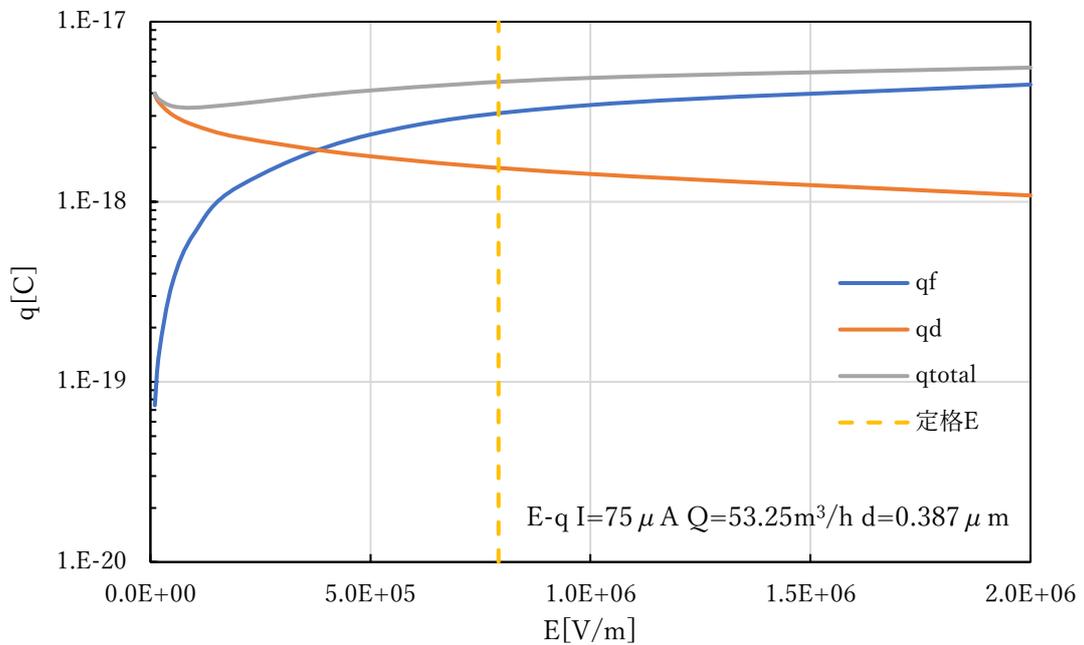
図 4-14 被覆なし荷電部の電流ごとの電界強度対荷電量の関係(縦軸対数表記)

電流が小さいほど、電界強度の増加による合計荷電量の減少が大きい(右下がりの傾き  
 が大きい)。また、電流が小さいほど、電界荷電の電界強度依存性が小さくなり一定値に  
 なる。

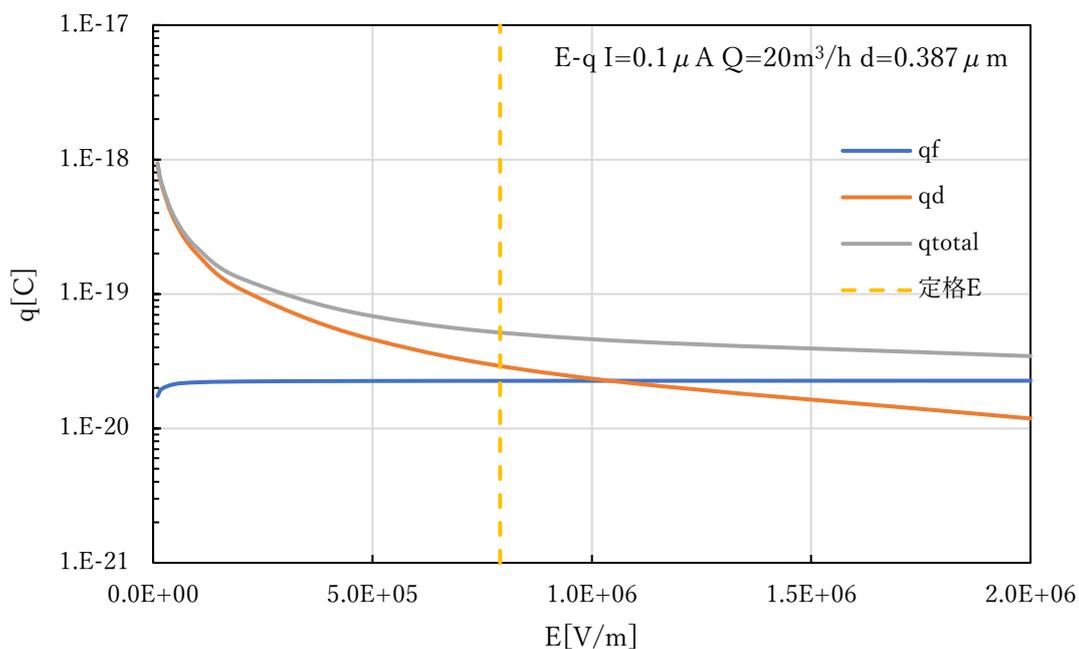
図 4-15 は風量を変化させた場合の、電界強度対荷電量の関係である。



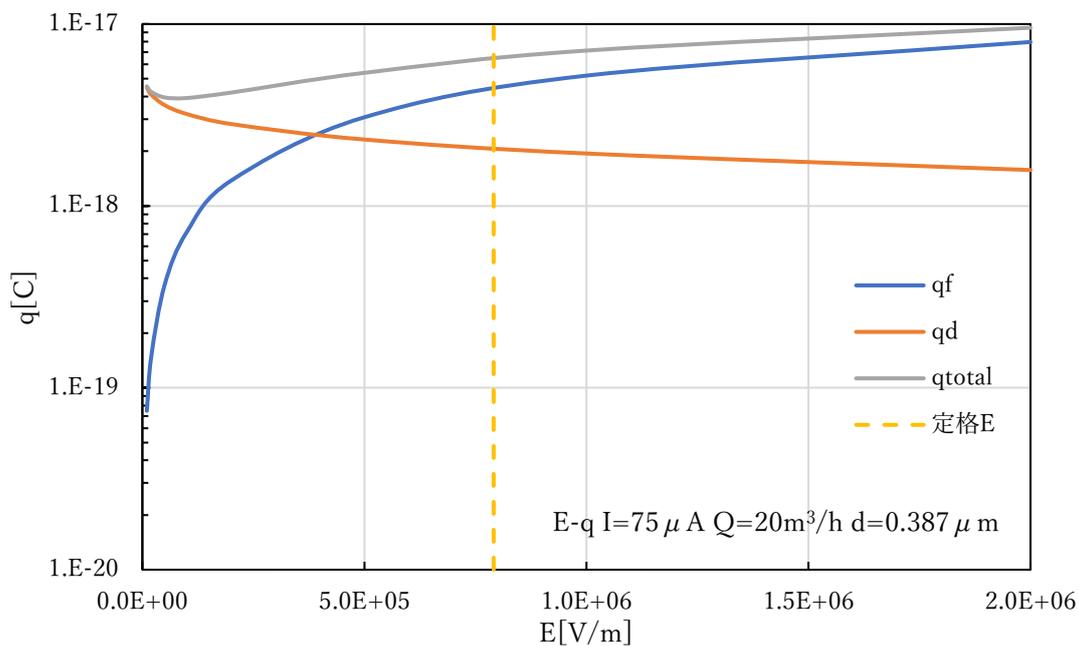
(a)  $I=0.1 \mu\text{A}$ ,  $Q=53\text{m}^3/\text{h}$



(b)  $I=75 \mu\text{A}$ ,  $Q=53\text{m}^3/\text{h}$



(c)  $I=0.1 \mu A$ ,  $Q=20m^3/h$



(d)  $I=75 \mu A$ ,  $Q=20m^3/h$

図 4-15 被覆なし荷電部の風量，電流ごとの電界強度対荷電量の関係(縦軸対数表記)

風量が  $53m^3/h$  のときと約 4 割に減らした  $20m^3/h$  のときで比較した。荷電量の絶対値が小風量で大きくなるものの、電流が  $0.1\mu A$  のときも、 $75\mu A$  のときも、拡散荷電，電界荷電，合計荷電量の電界強度に対する特性はほぼ変わらないことが分かる。

#### 4-4-2 荷電部構造の仕様

前節で電界強度が低下すると拡散荷電量が増え、特に電流の小さい領域で合計荷電量の増加が顕著であることが分かった。そこで、絶縁体で被覆した接地電極が、従来型の被覆していない接地電極の荷電部と比べて、どの程度電界強度が変化するか検討した。本節のモデルとなる試験品の構造を述べる。

放電極を直径 0.12mm のタングステンワイヤ、接地電極を気流方向の奥行 10mm の厚さ 0.5mm ステンレス板とし、その両側に絶縁体被覆として厚さ 0.5mm、奥行 13mm の ABS 板（体積抵抗率、約  $10^{15}\Omega\text{cm}$ ）を両面テープで貼り付ける。この片側 1.5mm 深さに形成された溝に、0.5mm 厚の ABS 板を挿入すると、両面テープの厚さ分のわずかな隙間ができる。ワイヤは両端をスプリングで金属電極に電氣的に接続され、3 か所で樹脂ケースの半円筒形状部位によってターンさせられ、あたかも 4 本のワイヤが貼られているのと同様の状態である。この 4 本相当に対向するように前記接地電極 5 枚が金属間ギャップ 5.94mm で配置されている。よってワイヤ同士、接地電極同士のピッチは 6.5mm である。被覆 ABS 板表面とワイヤ表面間のギャップは 5.44mm になる。接地電極の金属部分とワイヤが対向している長さは 100mm であり、ワイヤ有効長は 0.4m になる。試験品の



写真を図 4-16 に示す。

図 4-16 試験品(左：被覆(白色), 右：被覆(透明))

#### 4-4-3 絶縁被覆接地電極荷電装置の電界強度

原らの研究により、印加電圧(V)が放電開始電圧( $V_c$ )に近づくと、イオン電流は電線直下近傍の狭い範囲に集中すると示されている<sup>2)</sup>。原らは  $V/V_c = 1.09$  のときの実験結果をもとに上記結論を出している。

本研究で用いている従来型の被覆なし電極では  $V_c = 4.3\text{kV}$ 、定格運転時(電流  $75\mu\text{A}$ )の印加電圧  $V = 4.7\text{kV}$  であり、 $V/V_c = 1.09$  と、原らが結論とした試験条件に近い。さらに、被覆ありの試験との比較で行った試験の電流  $1\sim 10\mu\text{A}$  のときは、さらに  $V/V_c$  が小さく、より細いイオン電流幅となっていることが推定される。

接地電極が絶縁体で被覆されているときにも、放電開始当初は被覆なしと同様にもっとも電界の強い最も近い対向電極位置(直下と呼ぶ)に向かってイオン電流が流れる。しかし、誘電体の電気抵抗が大きいので、イオン(正確にはイオンから表面層の物質に受け渡された電荷)はしばらくの間、絶縁体表面から移動できず、蓄積する。蓄積した電荷は電位を上昇させ、電界強度を弱めるので、ワイヤ真下よりやや外側の、相対的により電界強度が強くなった位置に向かってイオン電流が流れる。引き続き外側に電流が流れやすくなるが、もともと直下に比べて外に行くほど電界が弱いので、直下に蓄積した電荷が弱める電界とのバランスによって、一部は真下にイオン電流が流れる。このようにして、直下が最も電界の蓄積が多く、外に行くにしたがって電荷が少なくなるという蓄積電荷の山形の分布ができる。被覆誘電体の電気抵抗が十分大きいときには、誘電体上の電荷の蓄積が十分大きくなり、放電開始電界強度にまで電界強度が低下し、放電が停止する。

被覆の端部にわずかでも金属電極の露出があると、体積抵抗よりも小さい表面抵抗によって、蓄積電荷の移動が起こる。この移動量は抵抗値次第であり、十分に抵抗値が大きいときには、露出金属部との間にできる電界が、放電開始電界強度を超え、沿面放電を起こす。沿面放電を起こさない程度の電界で、かつ露出金属部のある端部とワイヤが作る電界強度が放電開始電界強度を保っている場合には、イオン電流がその端部に流れる。この時の放電開始電圧は、被覆中央部の電荷によって電界強度が弱められていることから、被覆なしの電極よりも高い電圧になる。そして、流れる電流が微小なときには、印加電圧はこの時の放電開始電圧よりわずかだけ大きいので、イオン電流の幅は狭いと考えられる。被覆有無によるイオン電流の形態の違いのイメージを図4-17に示す。

上記の原らの論文では、平板電極上の電界分布を計算および実測していて、ワイヤと平板間の距離  $g$ [m]とワイヤ真下からの平板上の位置  $x$ [m]に対して、最大電界強度  $E_m$  との相対電界強度  $E/E_m$  との関係を示している。

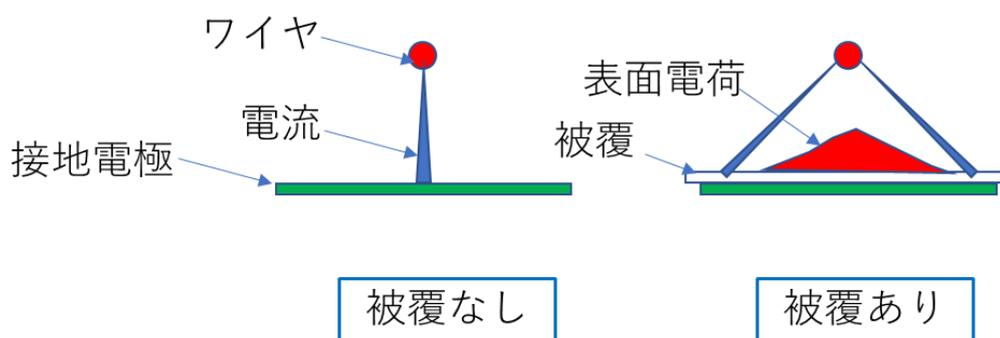


図 4-17 被覆有無によるイオン電流の形態の違い

接地電極の被覆による電界強度の低下を計算した。接地電極を被覆していないとき、ワイヤ真下に電流が流れるので、真下の電界強度は最も強く  $E_m$  となる。被覆があるときにはワイヤ下に電荷が溜まり、エッジに電流が流れるとして、被覆幅 13mm の端の位置での電界強度とする。原らの式に値を入れると次のようになる。

$$g=6\text{mm}, x=6.5\text{mm}$$

$$E/E_m = \{1 + (x/g)^2\}^{-0.78} = 0.546 \quad (4-58)$$

図 4-18 に、このときの荷電量の変化を示す。

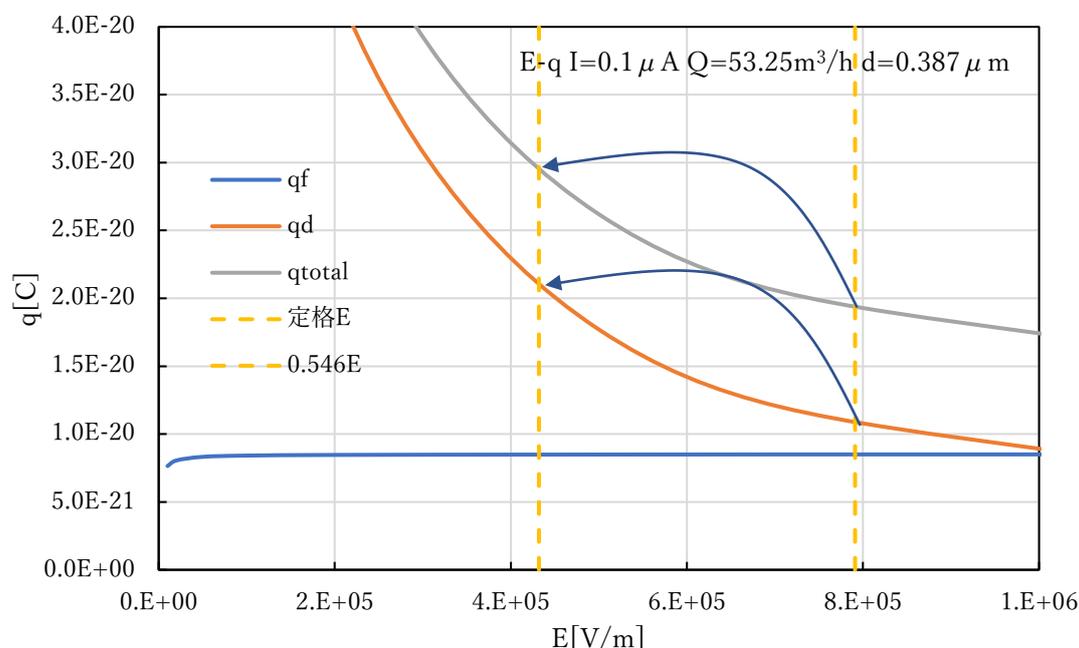


図 4-18 接地電極被覆による電界強度低下時の荷電量の変化

電流を  $0.1\mu\text{A}$  とし、被覆なしの定格時の単純平均電界強度  $7.9\text{kV/cm}$  に対して、 $0.546$  を乗じた  $4.31\text{kV/cm}$  を点線で示した。拡散荷電量は  $1 \times 10^{-20}\text{C}$  から  $2 \times 10^{-20}\text{C}$  へ 2 倍になり、合計荷電量は  $2 \times 10^{-20}\text{C}$  から  $3 \times 10^{-20}\text{C}$  と 1.5 倍になった。ここでの計算は、電流を一定にして独立に電界強度を変化させた場合を計算している。実際には、両者は独立には変化しないが、図 4-17 で示した 2 つの構造を同一電流となるように駆動したときに、イオン電流が到達する接地電極近傍の電界強度を比較する場合の参考になる。

2 章で示した近似が成り立つ条件では、

$$q_f \propto I \quad (4-59)$$

$$q_d \propto I/E \quad (4-60)$$

であり，比例定数をそれぞれ A,B とすると

$$q_{total} = q_f + q_d = AI + BI/E \quad (4-61)$$

$$q_{total}/I = A + B/E \quad (4-62)$$

高効率荷電すなわち少ない電流  $I$  でより大きな荷電量  $q_{total}$  を得るためには電界強度  $E$  を小さくすることが有利である。一方，電界強度を小さくすると電流が小さくなり，電気集じん装置に必要な荷電量が得られなくなる。上記の近似の条件では荷電量  $q_{total}$  は電流  $I$  に比例するので，被覆しても必要量の電流を流すことができる構造にしなければならない。そこで，電界強度の小さい端部にイオン電流を誘導し，その近傍で粒子と衝突する割合を増やすことができるよう，微小な露出金属部分を端部に持つ構造が候補となることが分かった。

#### 4-5 結言

絶縁体によって接地電極を被覆した荷電部の高効率荷電モデルについて考察を行った。この構造の荷電部の電流波形観測でパルス電流が計測されたことから，短時間局所的にイオン群が高密度で形成されることによって，粒子との接触効率が高まることが衝突効率ひいては荷電効率が高まる要因ではないかと考えた。

そこで，まず直流と矩形波による衝突の比較を行ったところ，同じ平均電流では矩形波のデューティに関係なく，衝突回数が等しくなることが分かった。時間的な局在には，荷電効率向上の要因がないことが分かった。次に空間的な局在と一様の分布の違いによる衝突の比較を行った。粒子とイオンの衝突に関与するイオン密度と接触時間を決定する物理量が2つの分布では一見異なるが，衝突回数の式を展開していくと，パルスの周波数によらず，平均電流が同一であれば，衝突回数が等しくなることが示された。密度の高低以前の問題として，イオン群がパルス状であることは，直接には荷電効率向上に寄与しないことが示唆された。

次に，パルスによらない荷電効率改善因子を探るため，第2章で導いた荷電理論からの展開を適用した。電流が低く，またイオンと粒子の衝突時間が十分でない場合に，電界荷電量は電界強度によらず，拡散荷電量は電界強度に反比例するという関係である。そして

接地電極を絶縁体で被覆し、かつ端部に金属電極を露出させた構造では、電流が端部に向かって流れるとみられる。被覆がないときに電流が流れるワイヤ直下に比べ、端部は約半分程度に電界強度が弱いことを求めた。よって本研究の新構造の荷電部では、弱い電界強度の下で粒子とイオンが衝突する際に、拡散荷電量が大きくなることが、高効率荷電に関わっていると考えられる。

この章では、ワイヤ近傍で発生する正極イオンが電流の元となり、空間に残る電荷も正極であり、粒子は正極に帯電するとして議論してきた。しかし、接地電極を絶縁体で被覆していることから、1段式の電気集じん装置で、高抵抗粒子が接地電極に蓄積したときと同様に逆電離現象が起きている可能性がある。そのときには、接地電極側から負極イオンが発生し、粒子の帯電は負極となると考えられる。どちらの場合も、オシロスコープで観測される電流の極性は同じである。放電発生箇所の同定につながる、空間に残る電荷の極性については次章で明らかにする。

#### 参考文献

- 1) 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**, 14-19(2020)
- 2) 原 雅則, 林 則行, 汐月慶士, 赤崎正則: 単極性コロナ対平板間げきにおける平板状の電界と電流分布, 電気学会論文誌 A, **101**, 387-394(1981)

## 第5章 絶縁被覆接地電極荷電装置の荷電効率とオゾン生成量

### 5-1 緒言

この章では、絶縁被覆接地電極荷電装置の試作を用いた3つの実験について論じる。一つ目は荷電量測定、二つ目は荷電極性測定、三つ目はオゾン生成量測定である。荷電量測定では対象の粒子として大気じんおよび関東ローム層からなる試験粉体 JIS Z8901 11 種(JIS 試験粉体)を用いた。JIS 試験粉体を用いたのは、赤褐色の試験粉体を白色のコレクタシートに捕集し、捕集された電極の極性から粒子の帯電極性を知るという試験方法を採用したためである。

初めに、試験粉体の性状を知るために、試験品の荷電装置を駆動せずに集じん部に捕集、元からの帯電量、極性を計測した。そこで粒径別の捕集数の計測方法を検討、確立した。次に被覆接地電極荷電部の対照として従来の被覆のない接地電極荷電部で荷電量と荷電極性を測定した。本研究の新構造である被覆のある試験品について、大気じんを対象に集じん効率を測定し、試験品の動作状況の確認、捕集のための駆動条件を決めた。その後 JIS 試験粉体を用いて荷電量と荷電極性を測定した。被覆の有無それぞれの正極帯電、負極帯電の粒子数、および帯電量を測定した結果について述べる。荷電極性や荷電量の粒子径特性、電流特性などから、本研究の荷電装置の荷電モデルを検証する手掛かりが得られた。

次に、オゾン生成量の測定を行った。従来の荷電装置に比べ、本研究の新構造荷電装置で電流とオゾン濃度の関係を測定した。これまでの電流と集じん効率、荷電量の関係を用いて、同じ荷電量となる条件で新構造のオゾン低減率を計算した。最後にオゾン濃度と集じん効率の関係をグラフにして、接地電極の被覆の有無による比較を行った。

### 5-2 実験装置および実験方法

#### 5-2-1 荷電量

実験に用いた試験品の仕様は先行研究<sup>1)</sup>のビニルテープおよびテフロンテープを被覆材として用いた試験品の改良である。これまでの研究からテープの重ね貼りした境界面から放電光が確認されたこと、被覆に穴が開いているとパルス電流が流れやすくなり、かつ荷電量が大きくなることが分かっている。そこで被覆の隙間に少しだけ金属を露出させる構造を考案した。

放電極はこれまでの試験で用いてきた直径 0.12mm のタングステンワイヤで、接地電極としてワイヤ中心からの距離 6mm に表面が来るように厚さ 0.5mm 幅 10mm のステンレス (SUS304) 平板電極を配置している。ここで幅 10mm は気流方向の奥行である。この平板電極の両面に、両面テープを介して厚さ 0.5mm 幅 13mm の樹脂 (ABS) 板を貼り付け、絶縁被覆構造とする。両面テープの粘着層 2 層分の厚さが 0.25mm であるので、樹脂板には幅

0.75mm(ステンレス板厚さ 0.5mm+両面テープ粘着層 2層分厚さ 0.25mm),深さ 1.5mm((樹脂板幅 13mm-ステンレス板幅 10mm)/2)の溝が形成されている。図 5-1 に試験品の絶縁被覆を省略した三面図と概略寸法を示す。試験品の対向電極 1 枚と対抗するワイヤ 2 本分について被覆の詳細を記した断面図を図 5-2 に示す。

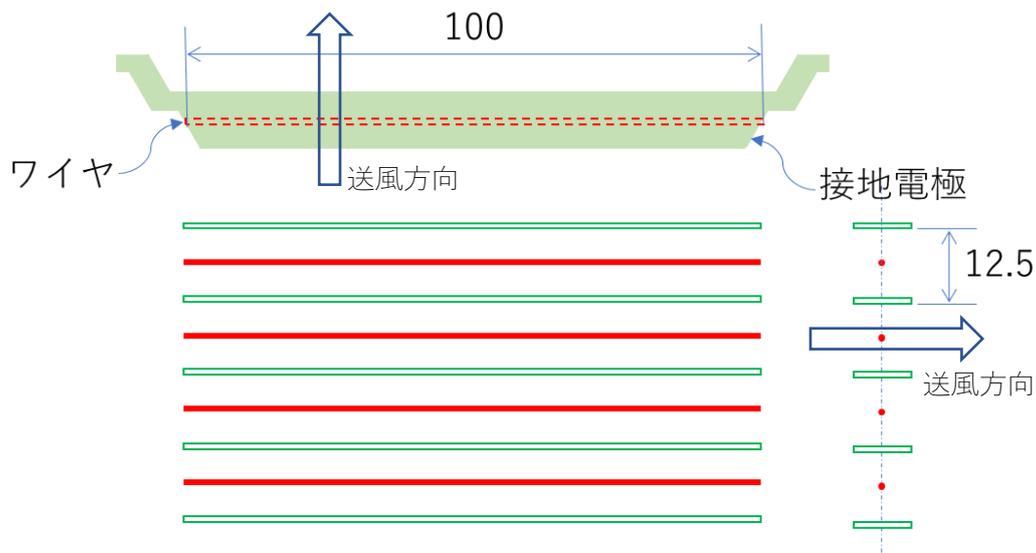


図 5-1 試験品概略寸法(三面図)

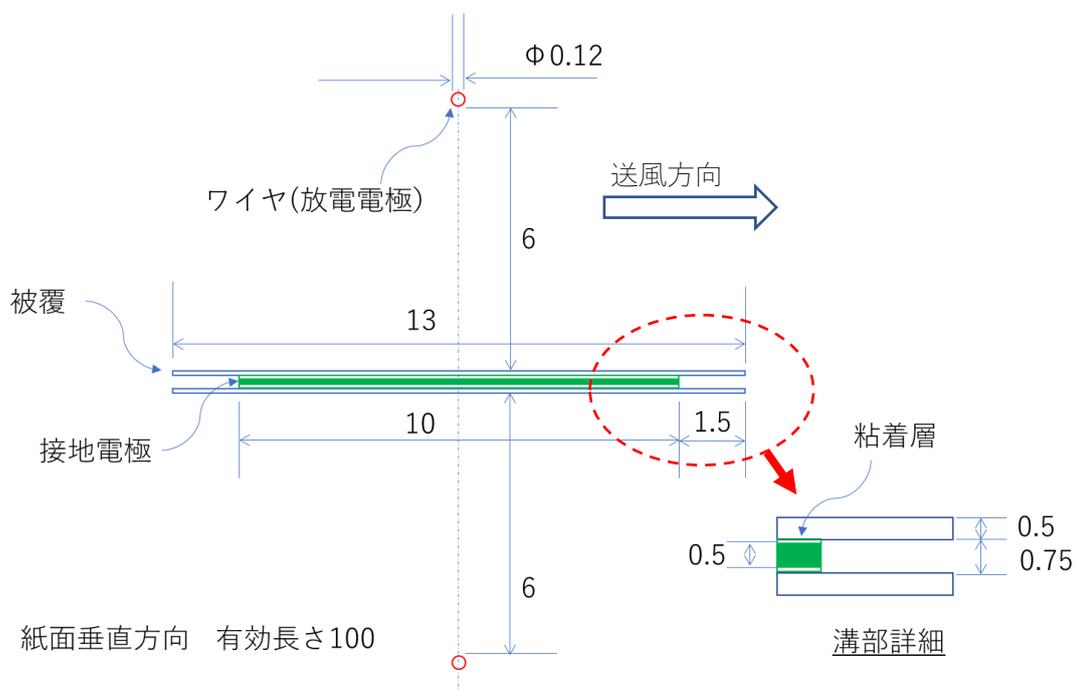


図 5-2 試験品断面の一部

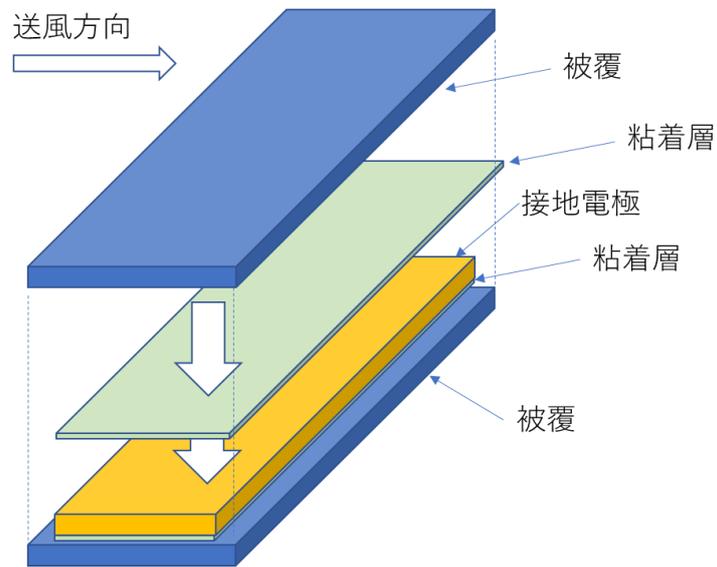


図 5-3(a) 接地電極, 粘着層, 被覆の分解(1 枚分の斜視図)

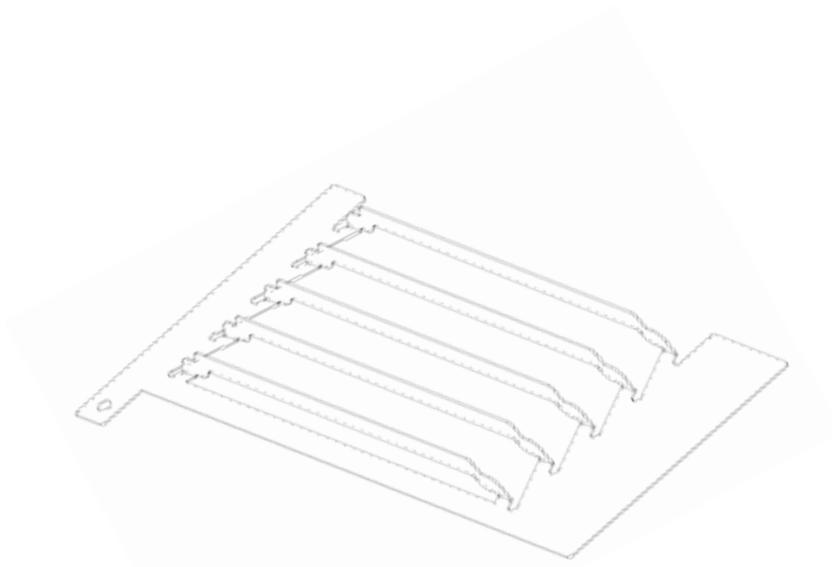


図 5-3(b) 試験品接地電極の斜視図

図 5-3(a)に接地電極 1 枚分を斜めから見て, 接地電極と粘着層と被覆に分解した状態を示す。厚さをデフォルメして実際の比率より厚く表示した。平板電極のステンレス板は 1 枚の板からプレス加工で折り曲げて 5 段分が形成されているので, 立ち上がり部分に斜めの連結部を有する。ワイヤと対向する長さは 100mm であり, ワイヤ 4 本を両側に挟むように

5枚の設置電極が対向する。放電有効長は400mmである。図5-3(b)に接地電極のみの全体斜視図を示す。

試験品の荷電装置は、ダクトを介して荷電量測定用コレクタ(集じん部)と接続され、さらに下流に配置された軸流送風機とダクトで連結している。送風機は試験品に対して吸い込み気流を発生させる向きであり、その下流にサンプリング用穴を設けたダクトとオゾン分解フィルタを配置した。試験装置を図5-4に示す。試験品およびダクト内の風速は約3m/sである。

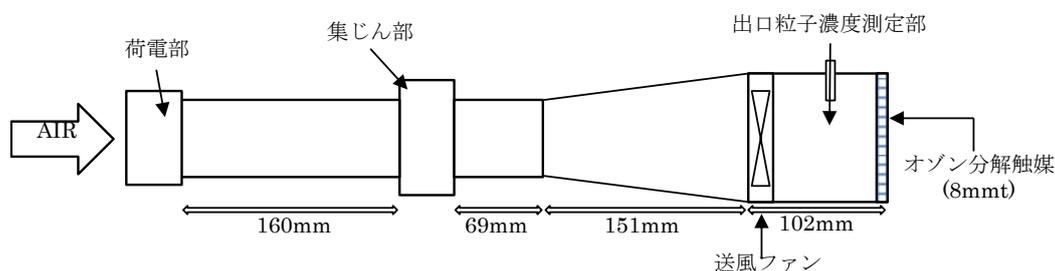


図5-4 荷電量測定試験装置

コレクタは気流に垂直な方向の幅57mm、気流方向の奥行34mmを有効面積とするシート状電極60枚が間隔2mmで配置され、交互に逆極性の電圧が印加されている。高圧電極を+5.5kV(または+3.1kV)に、異極を接地させた。直流高圧電源のモニター表示電圧により電圧を計測した。軸流送風機はDC24V定格であり、風量可変時には安定して送風可能な12V~24Vの範囲で入力電圧を調整した。風量はオゾン分解触媒の下流にベーン式風量計を取り付け測定した。オゾン分解触媒が整流効果を持ち、風量を正確に測定する役目を果たす。また、ベーン式風量計を接続することによる風量変化を、吸込み側である荷電装置の上流に小型の風速計を設置、風速の変化率を測定し、補正に用いた。

次項の試験で使用するものも含め、試験装置および測定機器の一覧を記す。

#### 【試験装置】

荷電部電源：TM-010K1P(東和計測 max 10kV, 1mA)

集じん部電源：HJPQ-10P3(松定プレジジョン max10kV, 3mA)

送風ファン：MDS92514-24(オリエンタルモーター)

ファン用電源：P4K36-1(松定プレジジョン)

試験粉体：JIS Z 8901 試験用粉体 1, 11種 焼成関東ローム, 大気じん(神奈川県川崎市住宅地域)

## 【測定機器】

風量測定：風量計 testo417(testo)

電圧測定：デジタルマルチメータ CD770 (三和電気計器)

パルス測定：オシロスコープ DCS-2204E(テクシオテクノロジー)

粒子濃度測定：パーティクルカウンタ 9306-V2(TSI)

温湿度気圧計：testo622 (testo)

電極表面観察：マイクロスコープ VHX-6000(KEYENCE)

オゾン濃度測定：オゾンモニター Model1100(ダイレック)

パーティクルカウンタを使用した粒子濃度の測定と透過率、集じん効率の計算は、第3章で述べた方法と同じである。試験品荷電部の電流測定回路、測定方法についても第3章で述べたものと同じである。

荷電量測定コレクタの透過率から荷電量を計算する方法は第2章の式(2-22)を利用した。荷電装置での荷電量を正確に求めるため、試験室内に浮遊させた粒子の元からの帯電量を差し引く補正を行った。そのために荷電装置をOFFの状態では透過率を測定、元からの粒子の帯電量を測定した。その際の補正は次のように考えた。既に帯電している粒子には、同極のイオンとの間に斥力が働くので、荷電部で新たに荷電される粒子には、元から帯電していない粒子の割合が多い。イオンと逆極性に帯電している粒子には引力が働き、より衝突しやすくなるが、中和除電を経た後でないと、あらたに荷電されない。仮に100個の粒子のうち、5個が正極に帯電、5個が負極に帯電していたとして、荷電部で正極イオンと衝突させるときを考える。荷電装置の荷電能力が非帯電の粒子100個を30個(30%)荷電する能力だとすると、非帯電の90個の30%である27個を荷電する。元の5個の正極帯電はそのまま、5個の負極帯電は除電されて計32個の粒子が正極帯電としてコレクタに入ると考える。帯電した粒子は全て集じんされ、帯電している割合と集じん効率は等しいものとする。そして、元からの帯電による集じん効率を $\eta_0=10\%$ 、100%非帯電の粒子に対する集じん効率を $\eta=30\%$ とすると、元から帯電した粒子があるときの集じん効率 $\eta_m$ は次のように書ける。

$$\eta_m = (1 - \eta_0)\eta + \frac{\eta_0}{2} \quad (5-1)$$

荷電部での荷電量を計算するために求めたい非帯電粒子だけに対する集じん効率 $\eta$ は、次のようになる。

$$\eta = \frac{\eta_m - \frac{\eta_0}{2}}{1 - \eta_0} \quad (5-2)$$

ここには、元からの帯電粒子の極性が正負同数であるという仮定、同極イオンとは衝突しない、逆極性イオンとはすべて衝突し、除電されるが、それ以上の衝突はないとの仮定を含んでいる。荒っぽい仮定ではあるが、電流が小さくかつ風量が小さいく、元からの荷電量の影響が無視できないときに、この仮定を用いた補正を行うことで、より正確に荷電量を算出することを目指した。

## 5-2-2 荷電極性

### (1) 試験の概要

絶縁被覆接地電極の荷電部構造では、放電極に正極直流電圧を印加している。これまでの研究で、正極性パルス電流波形が観測されている。放電極から正極の電荷をもった正イオンが放出され、接地電極に吸収されれば、電流の向きは正極であり、通常为正コロナ放電である。一方、1段式電気集じん装置の逆電離現象に見られるように、接地電極側から逆極性イオン、今回の場合は負イオンが放電極に向かって放出される場合も、電流の向きは同じ正極電流となる。パルスの電流観測では両者を識別できないが、電極間を移動するイオンの極性は衝突して帯電する粒子の帯電極性の違いとなって観測できる。電気集じん装置を長期間運転すると、コレクタの電極に汚れが付くことで、粒子の捕集が確認できる。通常は接地電極に多くの汚れが付くが、少量高圧電極にも汚れが付いている。これを短時間で極性判定に使うために、次のような工夫をした。

- ・捕集対象粒子の濃度を高くし、短時間の捕集で評価可能とした。
- ・目視で識別できるように、コレクタの電極の色と捕集対象粒子の色の違いを大きくした。
- ・コレクタ電極を観察しやすいように、シート状の着脱可能な電極構造のコレクタを利用した。
- ・コレクタに白色の導電樹脂材料（体積抵抗率、約  $10^{10}\sim 10^{12}\Omega\text{cm}$ ）を用いた。
- ・試験粒子に赤褐色の関東ローム層（関東地方の地表に広く分布する火山灰土壌）からなり、比重、化学組成が明らかな JIS 試験粉体を用いた。
- ・粒径別の帯電極性を求められるように、顕微鏡で粒子数と粒子サイズを観測した。
- ・極性ごとの粒子の帯電量を測定するために、コレクタシートの気流方向の捕集粒子分布を求め、コレクタ条件と透過率から帯電量(荷電量)を計算した。

### (2) 粉じんの室内散布による供給

吸入させた粉じんの粒径ごとの数量に関する情報を得るため、試験粉じんを室内に散布して、パーティクルカウンタで計測した。試験粉じんには、速やかに沈降する  $10\mu\text{m}$  以上の大きさの粒子も含まれるため、散布後一定時間を置き、継続して浮遊する粒子と沈降する粒子を分離した後、試験品を運転させた。

試験粉体は粒径分布がオーバーサイズという量で規定されている。今回用いた品番の仕様を表 5-1 に示す。

表 5-1 JIS Z8901 11 種の重量分布

[ $\mu\text{m}$ ]	1	2	4	6	8
オーバーサイズ	65%	50%	22%	8%	3%
公差	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$	$\pm 3\%$	$\pm 3\%$	$\pm 3\%$

オーバーサイズとは、その粒径以上の重さの全体に対する割合である。例えば  $4\mu\text{m}$  のふるいに残った粒子の重さが全体の 22% である。品番の 11 種とは 11 種類の成分から構成されているわけではなく、11 番目の種類という名称である。

比重  $2.9\sim 3.1\text{g/cm}^3$ 、化学組成は  $\text{SiO}_2:34\sim 40\%$ 、 $\text{Al}_2\text{O}_3:26\sim 32\%$ 、 $\text{Fe}_2\text{O}_3:17\sim 23\%$ 、比誘電率は構成物質の値を平均して 3 とした。

粉碎、焼成、粒径分布を調整されるので、形状は不定形で非球形だが、極端に長いもの、平らなものはなく、角が尖った、ごつごつした石の塊のようである。液滴のような球状粒子に比べ、自己放電による除電があり、同じ大きさでも帯電量は小さくなる。また、パーティクルカウンタで計測される粒径は、側方光学散乱が球形粒子比べ大きいため、粒径を大きく見誤る方向にバイアスがかかる。

粉体を少量手に取り、サーキュレータの吹出気流中で手を叩きながら散布した。散布前は凝集しているので、十分に分散されないで大きな粒子のまま散布されるものが相当量ある。オーバーサイズでは  $8\mu\text{m}$  は 3% だが、沈降落下して床に溜まる量ははるかに多い。室内濃度と散布量を比較すると、半分以上は落下している。試験では散布量を室内濃度で規定しているので、分散不足の影響は回避できていると考えた。

### (3) 自動カウント、面積計数機能

マイクロスコープの機能で、画素ごとの RGB (カメラのレンジは 16bit だが、この機能では 8bit で処理) 値およびそれらから算出される、彩度、明度、色相のヒストグラムが作られる。このヒストグラムのレンジ範囲を一つながりの領域として、領域の個数と面積が自動カウントされる。

試験粉じんの関東ロームは赤茶色であり、コレクタシートは白色である。照明によって、コレクタシートは灰色となると、両者の差が大きくなり良好に分離できるのが彩度であることが前回までの試験で明らかになっている。閾値は背景の色との分離で決めるが、倍率により被写界深度が変わることで、ピントの合わない部分の色が粒子の外側に染み出すようになる。倍率が高いほど、粒子数が多いほど、ピントの合わない粒子が増え、その結果、背

景がよりピンク色になった。また、低倍率にして被写界深度を拡げても、粒子数が多いときに画素より小さい粒子の捕集によって背景がピンク色になった。そのため、低倍率で粒子形状が確認できる程度の大きさの粒子を背景から分離することができる閾値は、捕集粒子数によって一様にならない。捕集粒子数が少ないときの閾値、彩度 26-255 で捕集粒子が多い領域を観察すると、粒子で埋め尽くされているとしてほぼ全域が選択された。

今回の試験では、捕集粒子の少ない「荷電部OFF」の観測には倍率 2000 倍とし、閾値を彩度 26-255 一定とした。捕集粒子の多い「被覆なし」と「被覆あり」の観測には倍率 500 倍とし、閾値は粒子数の多いコレクタ上流と粒子数の少ないコレクタ下流、および粒子数の違いが現れる GND シートと HV シートで閾値を変化させた。閾値が適正かどうかは選択された領域と元の画像との目視による比較で判断したが、その際、大きな粒子を参考とした。また、500 倍の倍率で形状が認識できず、色ムラとして識別されると考え、円相当径  $1\mu\text{m}$  未満の領域を「粒除去」機能を利用して対象から外した。また大きい粒子の色ムラにより、穴が開いたように選択されることを補正するため、「穴埋めすべて」機能を利用した。単位画素にまたがる粒子は画素全体が粒子に占めている画素に対して、外側で中間色となる。これにより、単位画素の大きさに近い小さな粒子の場合、実際の粒子より小さく見誤る影響が顕著となる。これを補正する手段を検討したが、今回は、小粒径を観測対象から除外することで、この補正を行わなかった。

今回使用したマイクロスコープの倍率と画素サイズ、円相当粒子径について表 5-2 に示す。

表 5-2 マイクロスコープの倍率と画素サイズ、円相当粒子径

倍率	領域全体面積[ $\mu\text{m}^2$ ]	画素サイズ[ $\mu\text{m}^2$ ]	円相当径[ $\mu\text{m}$ ]
500 倍	335700.82	0.175	0.472
2000 倍	23712.78	0.0124	0.125

シート上の捕集粒子の分布は、目視で全体の傾向が確認できた。34mm の気流方向の奥行に対して、端部は 1mm, 2mm, 中央は 4mm 刻みで観測し、撮影した。マイクロスコープでも、 $0.3\mu\text{m}$  程度の粒子は、個別の粒子としては識別できず、着色の濃淡で粒子の多寡が分かる程度であった。

マイクロスコープの画面上で認識する粒子は大きな粒子に限られるが、より小さな粒子の帯電特性を正しく測定するために、室内に散布された粒子の粒径分布が試験粉体の規定通りであるかを調べた。

パーティクルカウンタは、吸引する粒子数が多くなると、同時に吸引した粒子をカウントできなくなるコインシデンスロス（計数ロス）が起こる。粒子数とロス率について、メーカーから保証値が明示されている。使用測定機器の場合、5%のコインシデンスロスとなる粒子濃度は  $2 \times 10^6$  個/ $\text{ft}^3$  であり、測定モードである 1.1L 吸引時の個数に換算すると、77,739

個となる。ロス率  $\gamma$  は測定個数  $N$  に対して係数  $\kappa_\gamma$  を用いて

$$1-\gamma=\exp(-\kappa_\gamma N) \quad (5-3)$$

と表されるので、 $\gamma=0.05$ 、 $N=77739$  を代入して  $\kappa_\gamma=6.60 \times 10^{-7}$  が得られる。

真の粒子数は  $N/(1-\gamma)$  であるので、測定値  $N$  に対して、 $1/\exp(-\kappa_\gamma N)$  を補正係数として乗じた。

今回使用しているパーティクルカウンタの測定下限粒径は  $0.3 \mu\text{m}$  であり、粒子個数の粒径範囲を  $0.3-0.5 \mu\text{m}$ 、 $0.5-1 \mu\text{m}$ 、 $1-2 \mu\text{m}$ 、 $2-5 \mu\text{m}$ 、 $5-10 \mu\text{m}$ 、 $10 \mu\text{m}$  以上の 6 つとした。粒子の計数効率は全粒径範囲に対して一様ではなく、 $0.3 \mu\text{m}$  の計数効率が 50%、 $0.45 \mu\text{m}$  以下で 100% である。よって、 $0.3-0.5 \mu\text{m}$  の測定個数を 2 倍にして扱った。この範囲の粒子数は多いが、重量分布で見たときには、非常に小さい割合のため、この補正の影響は小さかった。

### 5-2-3 オゾン生成量測定

荷電量測定と同様の試験装置で、粒子濃度測定のパティクルカウンタに替えて、オゾンモニターでオゾン濃度を測定した。サンプリング位置は粒子濃度測定と同じ、送風機の下流、オゾン分解触媒の上流である。オゾン分解触媒の分解率は高く、室内オゾン濃度の上昇は少ないが、合わせて室内オゾン濃度も測り、その差と風量からオゾン生成量を求めた。

オゾン生成量は相対湿度の影響を強く受けるので、加湿器によって室内湿度を制御しながら測定を行った。放電電流を変化させ、電流とオゾン濃度の関係を測定した。

比較として、従来型の荷電部（被覆なし荷電部）でも同様に測定した。同じ荷電量となる電流でオゾン生成量を比較し、オゾンの低減率を求めた。

## 5-3 荷電量と荷電極性

### 5-3-1 JIS 粉体について

荷電極性確認試験を行うにあたって、試験対象粒子として選定した JIS 粉体の性状について測定した。JIS 試験粉体を散布する前の試験室内の大気じん濃度を粒径別にパーティクルカウンタで測定し、粉体散布中に継続して粒子濃度をパーティクルカウンタでモニターした。散布時はサーキュレータで攪拌し、所定の濃度に達したときに散布を停止、濃度の上昇がなくなったところで攪拌を停止した。その後、濃度の変化が緩やかに減少している状態を自然減衰として濃度をモニターした。自然減衰中の平均濃度を散布した JIS 粉体の濃度とした。

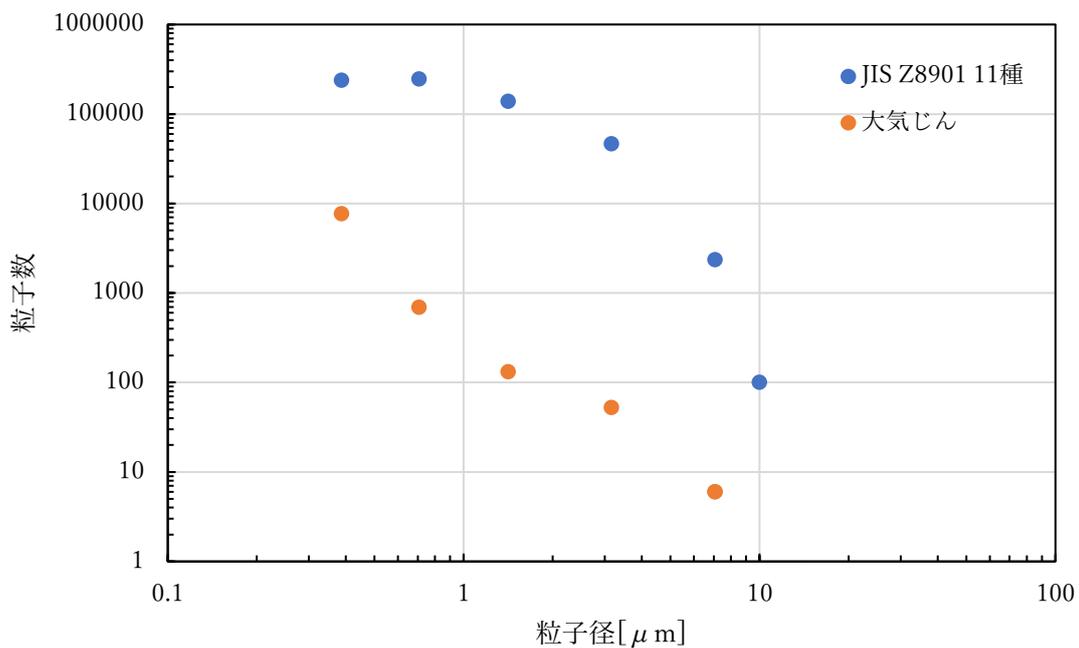


図 5-5 JIS Z8901 11 種の粒径別個数分布

図 5-5 に、JIS Z8901 11 種の粒径別個数分布を示す。合わせて試験粉じん散布前の大気じんの分布を示す。0.5  $\mu\text{m}$  以上では 2 桁以上の差があり、元から室内にある大気じんが粒子数、重量の計測に影響を与えないことが確認できた。

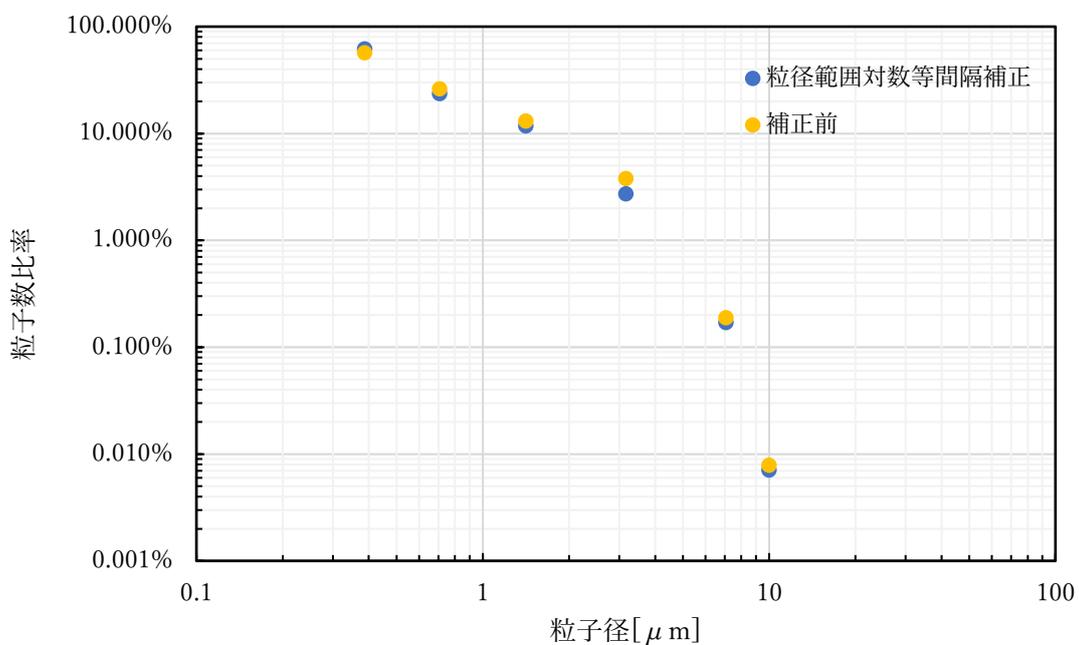


図 5-6 JIS Z8901 11 種の粒径別個数分布の対数等間隔補正

重量分布を求める際に、各粒径ごとの重量と粒子数の積を求めればよいが、実際には粒径範囲の粒子数しかわからない。粒径範囲の中でも上限と下限では重量に大きな差があるので、その範囲の中の分布を知りたい。例えば、1-2 $\mu\text{m}$ の中の分布は実測できないが、隣の粒径範囲である0.5-1 $\mu\text{m}$ の個数分布と2-5 $\mu\text{m}$ の個数分布を参考に、下限側が多いか、上限側が多いか、あるいは範囲内に極値を持つかが推定できる。この推定を正確に行うために、パーティクルカウンタの粒径範囲はほぼ対数等間隔であるが、正確ではないので、粒径範囲の広さの違いを補正して等間隔にした分布( $N \times \log d$ )を表したものが、図5-6である。

これをもとに粒径範囲内の個数分布と粒径ごとの重量との積から範囲内の総重量を求め、範囲内の総個数で除すとこの粒径範囲内の平均重量が求まる。この平均重量と同じになる粒子径をこの粒径範囲の代表粒径として扱った。

表 5-2 パーティクルカウンタの粒径範囲と  
対応する JIS Z8901 11 種の重量分布代表粒径

下限粒径[ $\mu\text{m}$ ]	0.3	0.5	1	2	5	10
上限粒径[ $\mu\text{m}$ ]	0.5	1	2	5	10	なし
代表粒径[ $\mu\text{m}$ ]	0.5	1	1.8	2.3	6	10

代表粒径を求める前に、粒径範囲を細分化して分布を求め、重量分布のピーク 2.3 $\mu\text{m}$ を求めた。おおよそ対数正規分布となるように実測値から求めた時の結果を図5-7に示す。縦軸も対数表示であるので、中心は尖って見えない。

この代表粒径による重量とパーティクルカウンタの粒径範囲(非等間隔)の粒子数から粒径範囲の下限以上の重量が求まる。オーバーサイズとして実測値と規格値を比較したものを図5-8に示す。

体積を球体で計算しているが、マイクロスコープの観察からも、球体でないことは明らかである。立方体でも球体でも粒子形状によらず形状が一定であれば、重量比率は変わらず、基準となる粒子径が変化するだけである。「3-4 非球形粒子の影響」で論じたように、パーティクルカウンタでは非球形粒子を大きい方に見誤るので、オーバーサイズのグラフではプロット点が右にずれる。

試験粉体が凝集して大きくなり、散布しても分散が不十分であれば、大粒径側にシフトするので、規格値より右側に実測値がプロットされる原因となる。

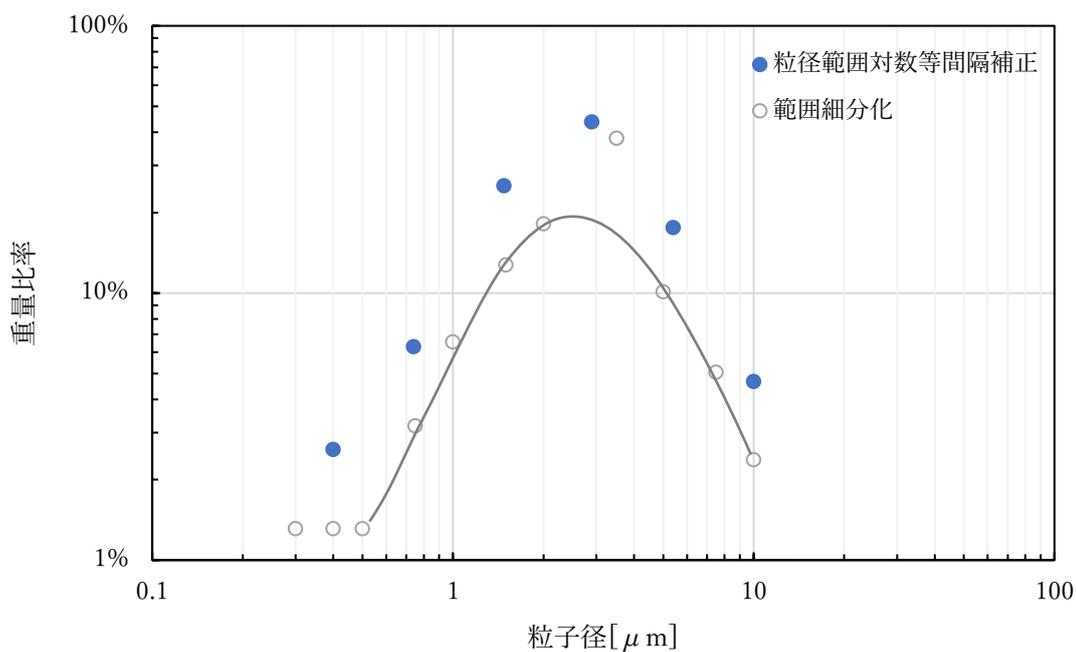


図 5-7 JIS Z8901 11 種 粒径別重量分布

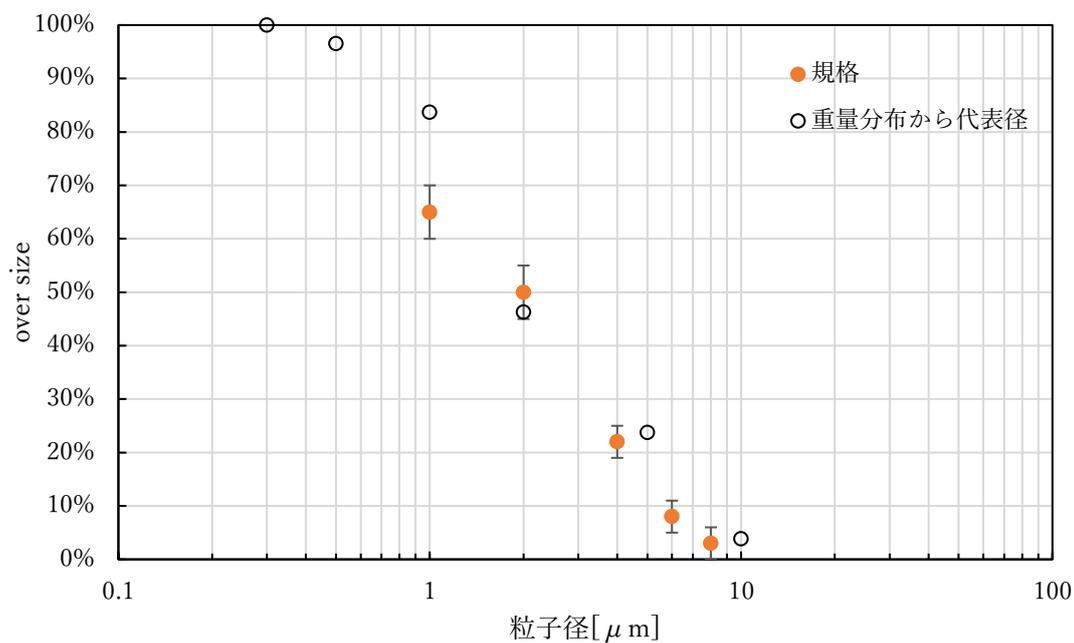


図 5-8 JIS Z8901 11 種 オーバーサイズの実測値と規格値の比較

### 5-3-2 JIS Z8901 11 種 の元からの帯電量と帯電極性

JIS Z8901 11 種を室内に散布，濃度をパーティクルカウンタでモニターし，濃度の上昇が収まったところで攪拌ファンを停止した。その後自然減衰を測定し，コレクタの上流下流を交互にサンプリングし，透過率を求めた。室内濃度のサンプリングに切り替え，試験

室を退出，約 70 分運転を継続した。その後入室し，コレクタ上流下流の交互サンプリングによる透過率の測定を再度行った。

0.3-0.5 $\mu\text{m}$  の粒子の減衰を図 5-9 に示す。赤色のプロットは測定者室内在室時，青色のプロットが室外へ退出した後の値である。

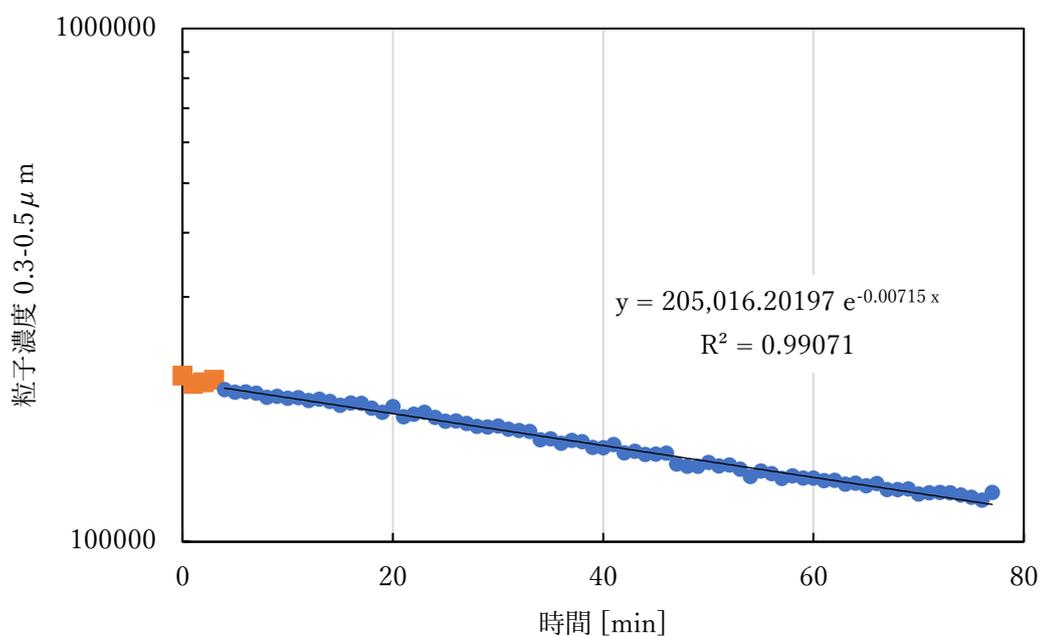


図 5-9 JIS Z8901 11 種散布後 コレクタ運転時の室内濃度変化

片対数でほぼ直線の等比減衰を示しているが，終わりにかけて，傾きが少し緩やかになった。

70 分の減衰の前後のワンパスの透過率と，減衰法による集じん効率(自然減衰を控除)から求めた透過率を図 5-10 に示す。「初め」の透過率が低い。

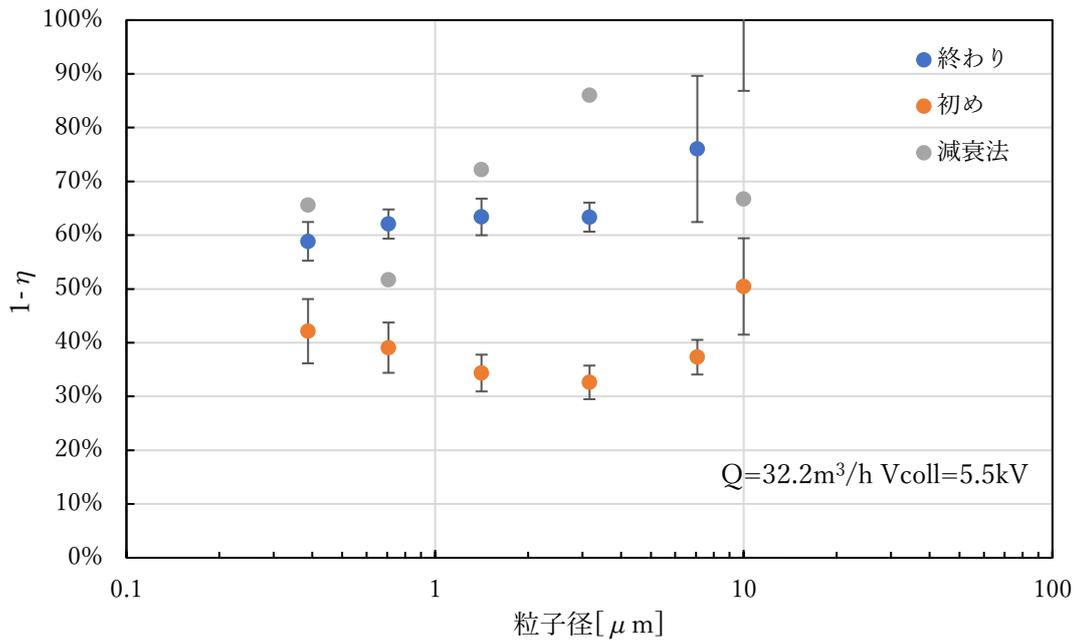


図 5-10 JIS Z8901 11 種散布後 コレクタ運転時の透過率の粒径特性

コレクタの寸法，風量，印加電圧を用いて，各粒径の透過率から帯電量を計算した結果を図 5-11 に示す。粒径の増加と帯電量の増加に，両対数で直線の関係がみられる。グラフからは荷電量（=帯電量）が粒径の 1 乗に比例している。なお，5-10 $\mu\text{m}$  の粒子は数量が少なく，統計的な誤差が大きい。誤差棒は透過率の標準偏差から求めた帯電量の偏差として表した。

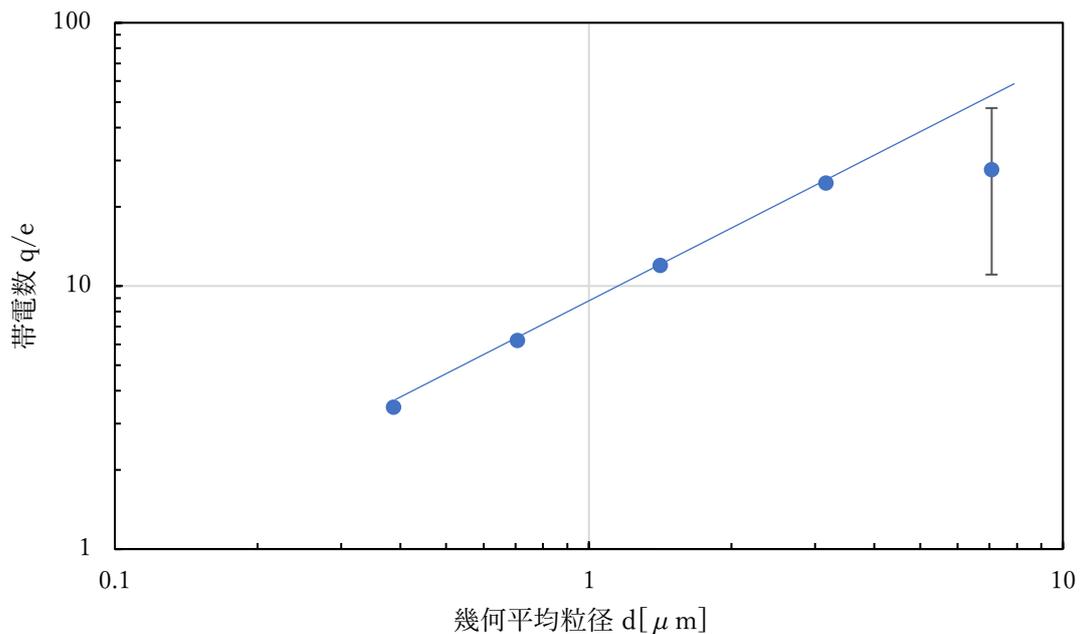


図 5-11 JIS Z8901 11 種散布時の帯電量

JIS Z8901 11 種の実測値から求めた重量濃度のピーク値である  $2.3\mu\text{m}$  に対して、得られた帯電量をコレクタの測定条件に合わせて、コレクタ奥行とその位置までの累積の捕集量を捕集率として図 5-12 に表した。奥行  $x$  と捕集率  $\eta$  の関係は原点近くでは比例であり、奥行無限大で 100%に漸近する上に凸の曲線となった。 $x = 0 \rightarrow 30\text{mm}$  の計算の範囲では、やや上に凸のほぼ直線の傾向を示している。

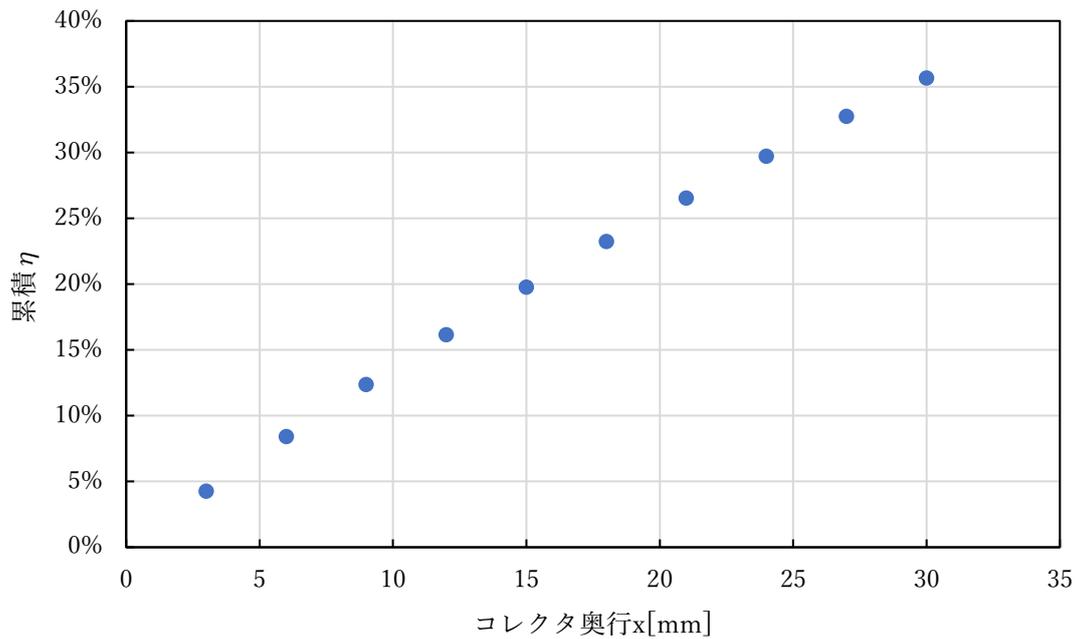


図 5-12 JIS Z8901 11(荷電部 OFF)のコレクタ奥行と累積捕集量の関係

奥行 3mm ごとの捕集量を区間  $\eta$  として、コレクタ奥行  $x$  に対してプロットしたのが、図 5-13 である。

マイクロスコープで観察される粒子数または、肉眼で目視されるコレクタシートの着色度合いが図 5-13 の区間  $\eta$  に対応する。最上流から最下流までの変化は 3 割程度であり、着色の変化としてはそれほど大きくないことが分かった。

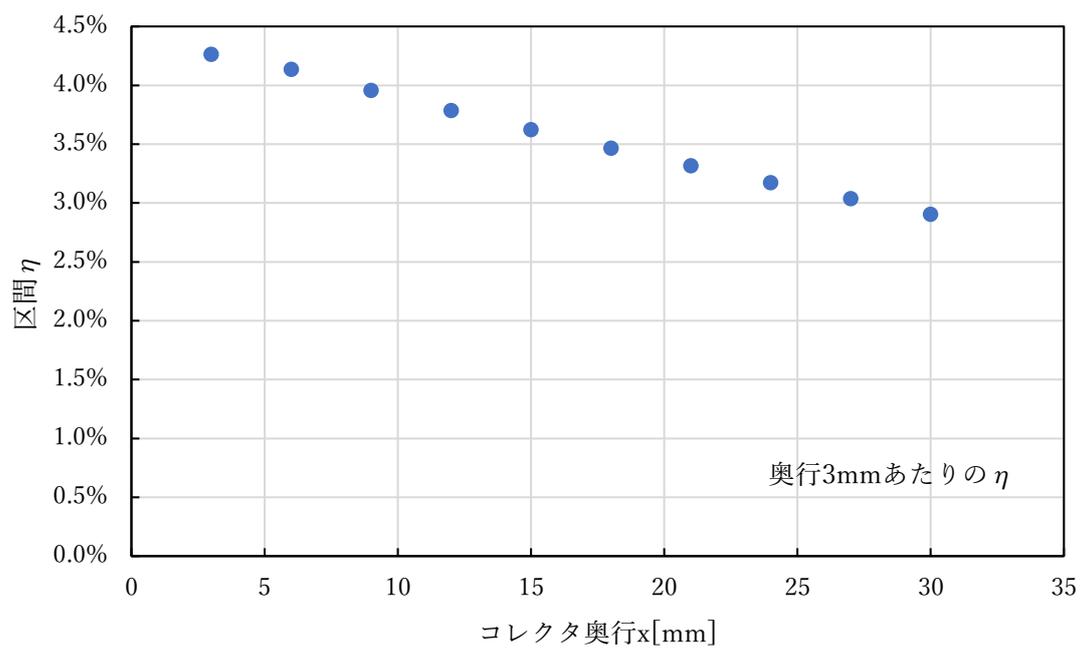
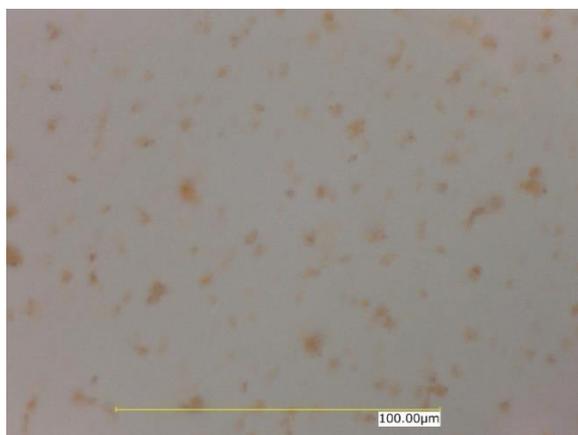
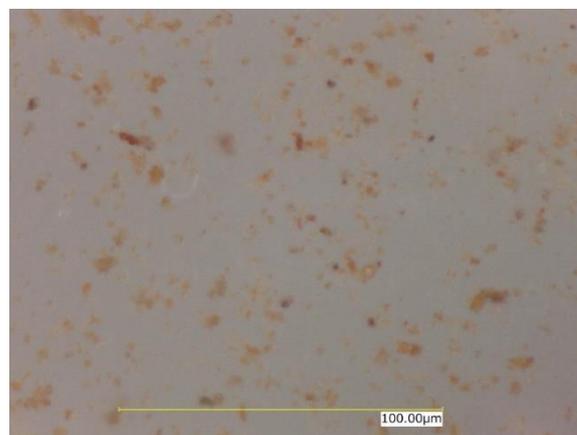


図 5-13 JIS Z8901 11(荷電部 OFF)のコレクタ奥行と区間捕集量の関係

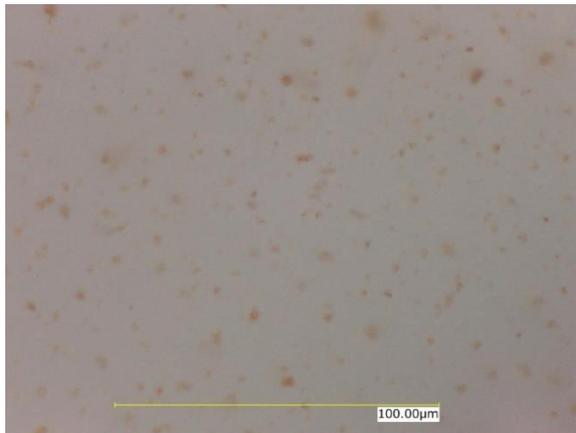
マイクロスコープで 2000 倍の倍率でコレクタシートの観察した結果の一部を図 5-14 の写真に示す。



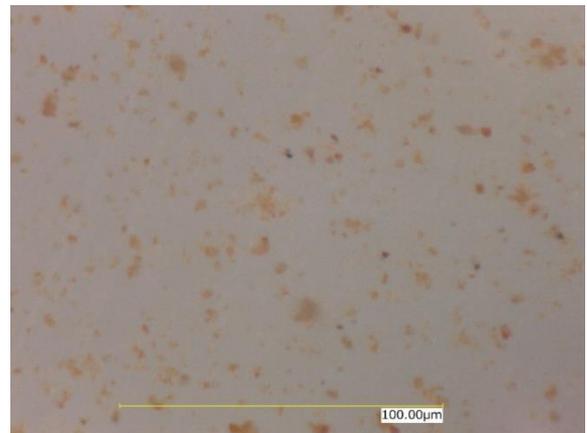
GND x=1mm



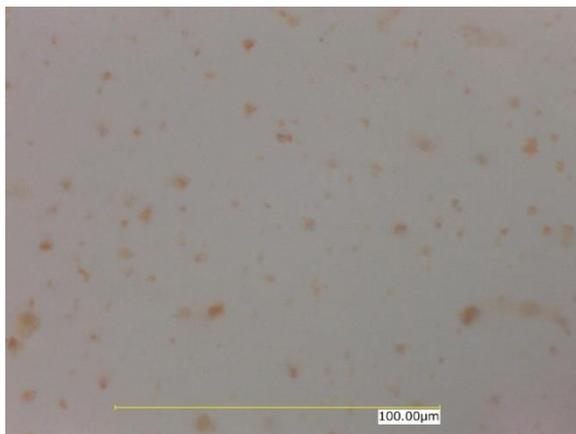
HV x=1mm



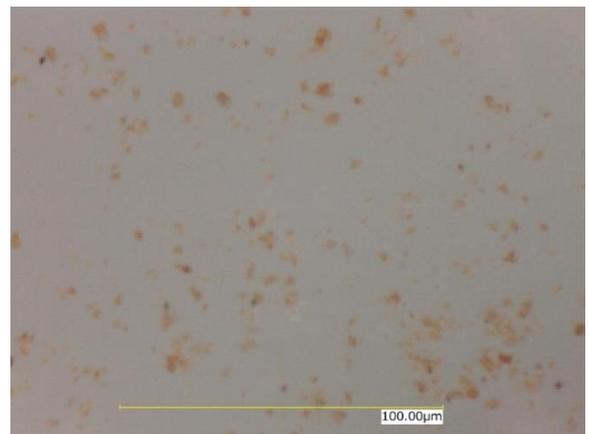
GND x=16mm



HV x=16mm



GND x=31mm



HV x=31mm

図 5-14 JIS Z8901 11(荷電部 OFF)のコレクタ奥行位置と GND,HV の粒子捕集写真

以降、シート観測の座標として気流方向を  $x$ 、上流端を  $x=0\text{mm}$ 、それに垂直は幅方向を  $z$ 、中心を  $z=0\text{mm}$  とする。

コレクタ奥行(を  $x=1,2,4,8,12,16,20,24,28,30,31\text{mm}$ 、幅方向を中心  $z=0\text{mm}$  で計測した。奥行  $x=1,16,31\text{mm}$  と徐々に粒子が減っている様子が分かる。まだ同じ奥行  $x$  で比較すると、GND より HV の方が粒子数が多いことが分かった。

次に、顕微鏡の粒子面積計測機能を用いて、粒径ごとの粒子数の計測結果を示す。

GND シートに捕集された粒子は正極に帯電、正極印加の HV シートに捕集された粒子は負極に帯電している。パーティクルカウンタの粒径範囲に合わせたが、顕微鏡の 2000 倍の倍率では 1 ピクセルが円相当径  $0.13\mu\text{m}$  なので、最小粒径範囲を 0.13-

0.3  $\mu\text{m}$  として分類した。GND シート上の分布を図 5-15 に、HV シート上の分布を図 5-16 に示す。GND シートには 10  $\mu\text{m}$  超の粒子は捕集されていない。

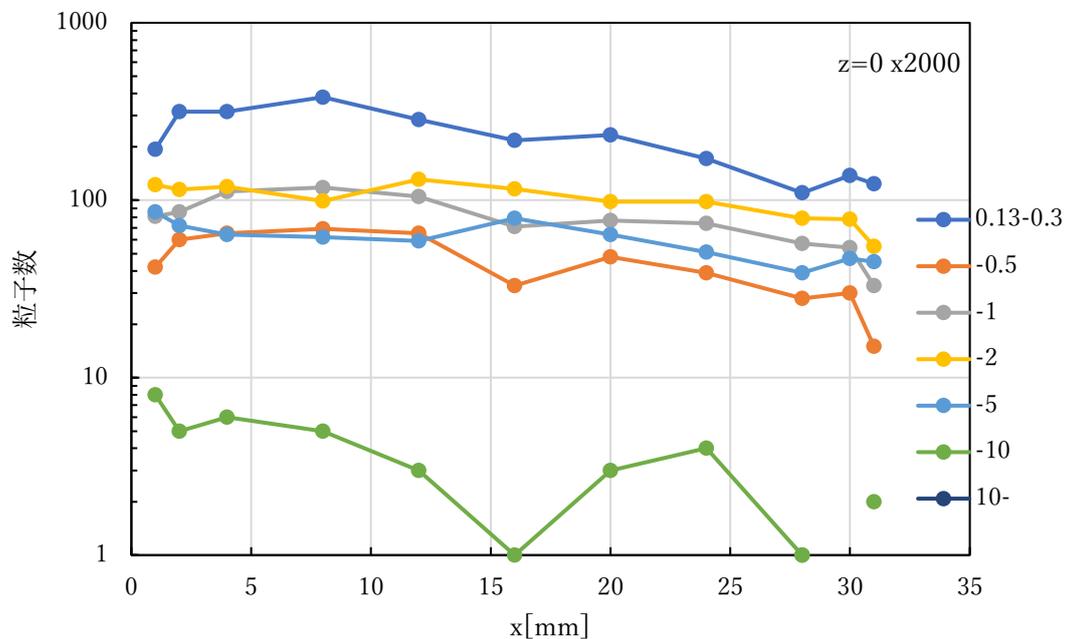


図 5-15 荷電部 OFF の GND コレクタシート上の捕集粒子の粒径別分布

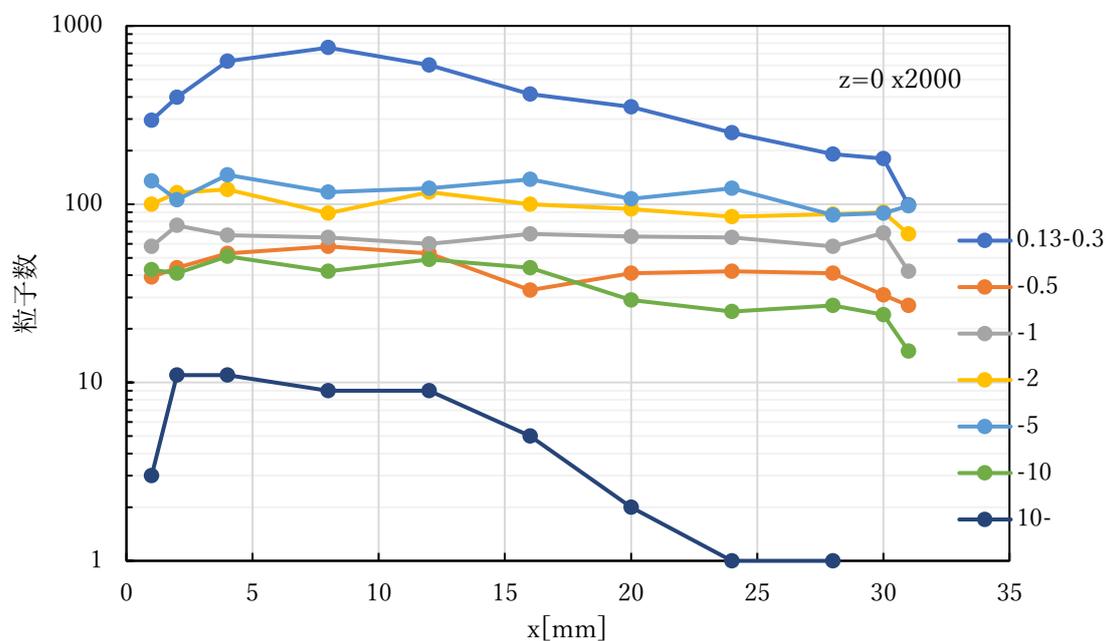


図 5-16 荷電部 OFF の HV コレクタシート上の捕集粒子の粒径別分布

各粒径範囲ごとの粒子数をヒストグラムとして図 5-17 に示す。

0.3 $\mu\text{m}$ 以下の粒子は、形状として認識できるピクセル数に相当しないので、これを無視すると、小粒径では正極帯電がやや多く、5 $\mu\text{m}$ を超える大粒子では負極帯電が多くなっている。

室内に浮遊している粒子数はパーティクルカウンタの粒径範囲の最も小さい0.3-0.5 $\mu\text{m}$ が圧倒的に多く、粒径とともに単調に減少していたが、捕集粒子見ると、あたかも重量分布の粒径のように1-5 $\mu\text{m}$ の中間の範囲の粒子が多い。小径粒子は帯電が少なく、かつ同じコレクタ条件でも捕集されにくいということが原因していると考えられる。重い粒子程、同じ風速に対して気流方向の粒子速度の減少が大きいこと、小さい粒子程終端速度が小さくコレクタの電界方向への移動が小さくなる。試験に用いたコレクタの長さを長くしたり、風速を遅くするなどのコレクタ条件を変えると、正極と負極の帯電の傾向に若干の変化が出てくる可能性がある。

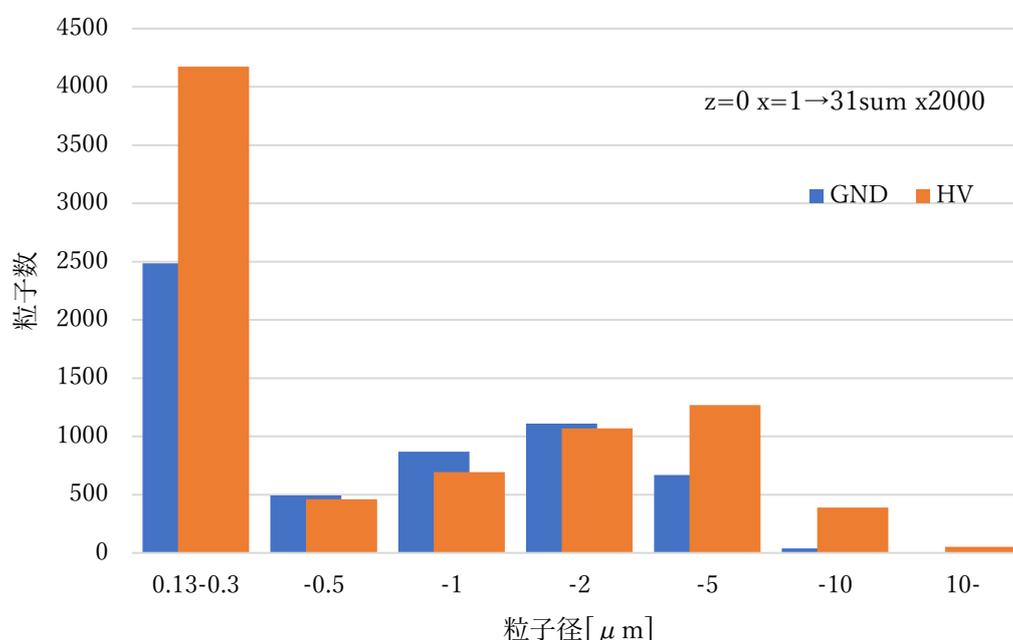


図 5-17 荷電部 OFF のコレクタシート上の捕集粒子の粒径別分布

帯電した捕集粒子の粒径ごとの個数濃度から、球形を仮定して体積を計算し、試験粉じんの比重  $3\text{g}/\text{cm}^3$  を用いて重量濃度を算出した。コレクタ奥行方向の分布を GND シートと HV シートごとに表したものが図 5-18 である。大粒径で HV シート上の粒子数が多いことから、重量濃度では、1 桁程度負極帯電の方が多くなっている。

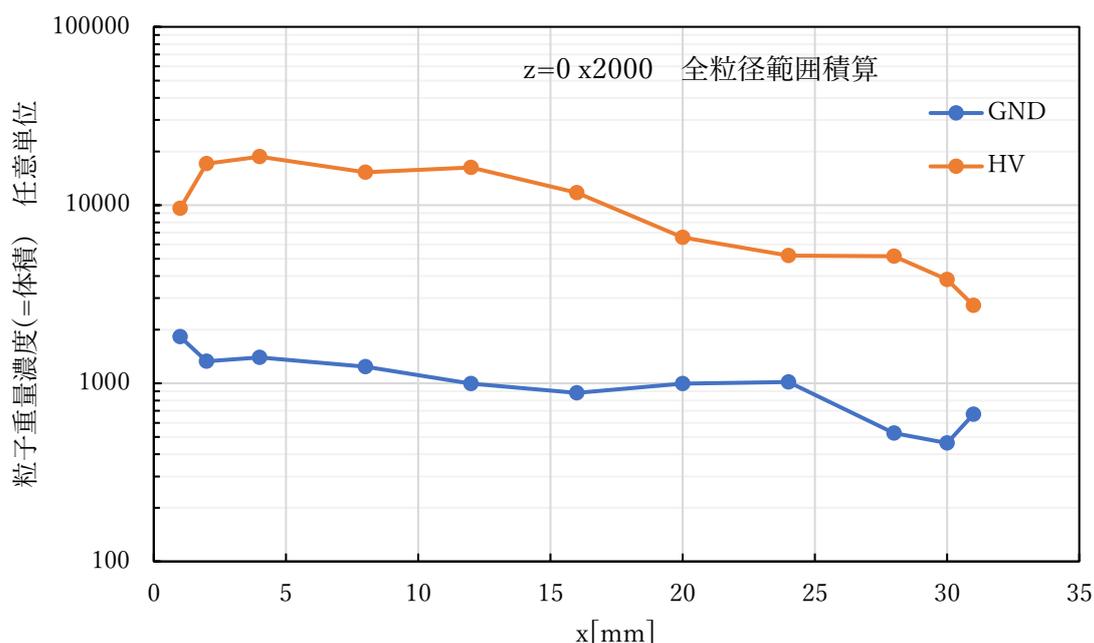


図 5-18 荷電部 OFF のコレクタシート上の捕集粒子の重量濃度分布

コレクタシート端部では、電界が平等ではなくなるエッジ効果が働くと考えられるが、HV シート上では粒子数減少として、GND シート上では、粒子数増加として、逆に働いているように見られる。ただし、粒径別の分布からも分かるように、重量濃度で見られるこの傾向は大粒子の影響が大きく、小粒子に限っては、どちらのシート上でも、端部で粒子数の減少がみられている。

### 5-3-3 従来型荷電装置の集じん性能と荷電極性試験(対照試験)

被覆なし荷電部は従来技術であり、対照となる基本構造、基本動作仕様がある。荷電部の運転電流は  $75 \mu\text{A}$ 、風量は  $53.25\text{m}^3/\text{h}$  であり、このときの荷電量で  $0.3\text{-}0.5 \mu\text{m}$  の透過率が 25%程度となるようにコレクタが設計されている。今回用いている荷電量測定用コレクタは、従来品の基本構造よりシート電極の段数が多いため、従来の  $4.7\text{kV}$  印加より低い  $3.1\text{kV}$  で同じ捕集性能になる。そのため、粒子捕集の条件は、これらの定格運転条件とした。

試験粉じん散布前に、大気じんで行った事前測定の結果を表 5-3 に示す。荷電部 ON 時の定格性能が  $0.3\text{-}0.5 \mu\text{m}$  粒子に対して透過率 25%であり、荷電部、コレクタとも正常に動作していることが確認できた。また、粒径が大きくなるにつれて透過率が低くなる傾向も、従来通りである。荷電部 OFF 時の透過率は 93%を超えていて、影響が小さいことも確認された。

表 5-3 被覆なし荷電部 大気じんによる事前測定結果  
 風量 53.1m<sup>3</sup>/h 荷電部電流 75  $\mu$  A

粒径範囲[ $\mu$ m]		透過率				
		0.3-0.5	0.5-1	1-2	2-5	5-10
荷電部 OFF	コレクタ 5.5kV	91.8%	91.3%	91.3%	85.7%	93.5%
	3.1kV	93.0%	94.0%	95.5%	96.9%	-
荷電部 ON	3.1kV	24.1%	14.9%	7.4%	6.3%	4.3%

荷電部 OFF と同様に JIS Z8901 11 種を散布，濃度上昇終了後，攪拌ファンを停止，試験品を運転し濃度減衰を測定した。濃度減衰測定の前後に，コレクタ上流下流を交互にサンプリングして，ワンパス透過率を測定した。濃度減衰の粒径別のグラフを図 5-19 に示す。小粒径ほど粒子数が多く，大粒径ほど傾きがやや大きい傾向がみられた。

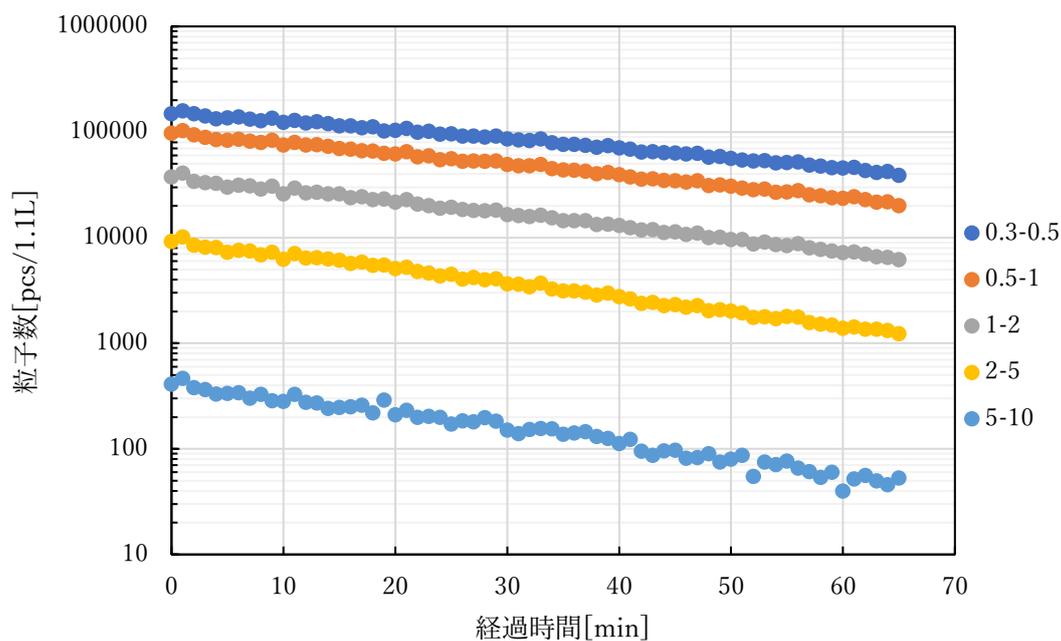


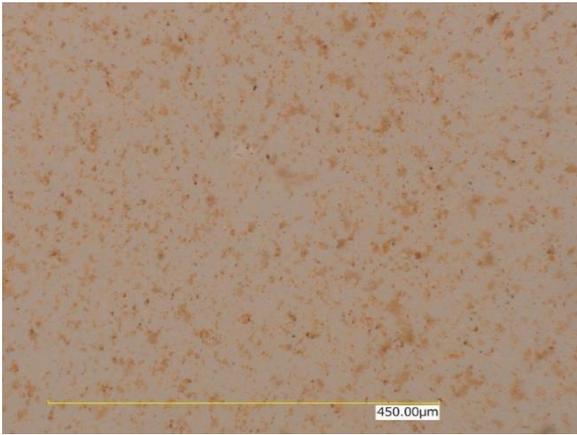
図 5-19 被覆なし荷電部による JIS Z8901 11 種の粒径別粒子数減衰

減衰測定前後のワンパス透過率の結果を表 5-4 に示す。密閉空間による試験であり，透過率が大きいときには，荷電された粒子が室内に排出されることで，吸込み粒子の帯電量が時間とともに高くなる効果が現れていると考えられる。初めの透過率は，JIS Z8901 11 種の試験粉じんと大気じんでは大きな差がないことが分かった。

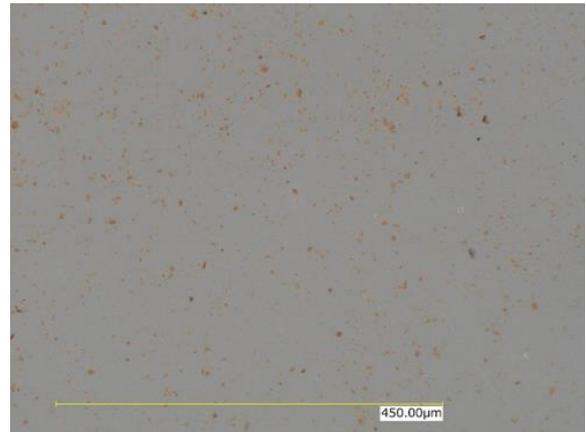
表 5-4 被覆なし荷電部 JIS Z8901 11 種 ワンパス透過率  
 風量 53.1m<sup>3</sup>/h 荷電部電流 75  $\mu$  A

粒径範囲 [ $\mu$ m]	透過率				
	0.3-0.5	0.5-1	1-2	2-5	5-10
初め	25.8%	14.4%	6.1%	2.3%	1.8%
終わり	19.3%	11.9%	5.2%	2.3%	4.3%

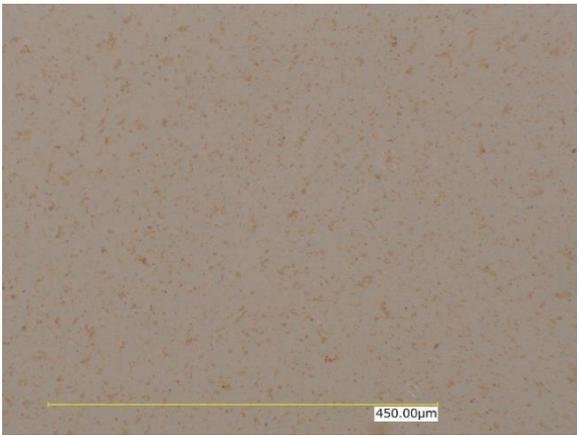
GND シートと HV シートについて、奥行  $x=1,16,31$ mm の位置のマイクロ스코プ観察写真の一部を図 5-20 に示す。左側の GND シートの方が、右側の HV シートよりはるかに多くの粒子を捕集していることが分かる。また、どちらも最上流の  $y=1$ mm と比べてほぼ中間の  $x=16$ mm では粒子が大幅に減少し、最下流に近い  $x=31$ mm ではほとんど捕集されていない。



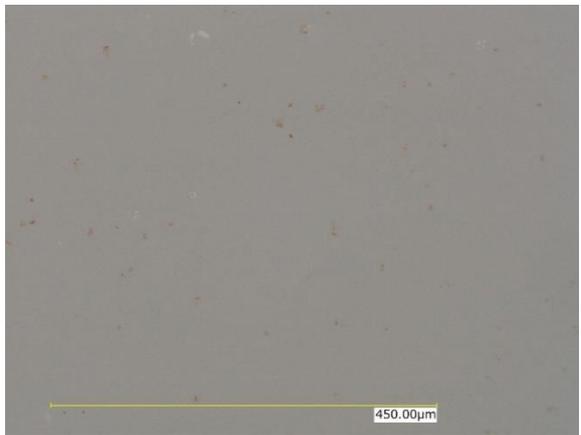
GND x=1mm



HV x=1mm



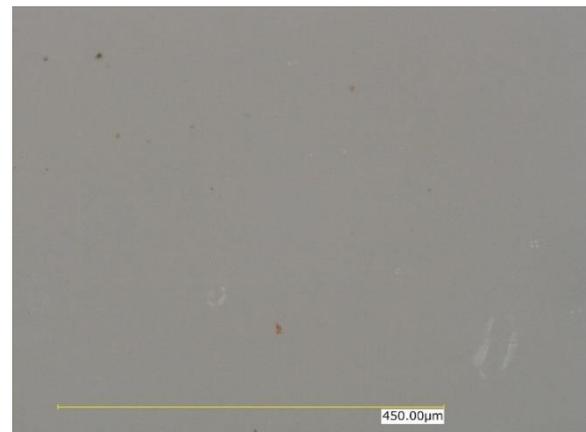
GND x=16mm



HV x=16mm



GND x=31mm



HV x=31mm

図 5-20 被覆なし荷電部 コレクタ奥行位置と GND,HV の JIS Z8901 11 種粒子捕集写真

図 5-21 と図 5-22 に GND シートと HV シートの奥行位置と粒径別粒子数のグラフを示す。点線で囲ってある範囲は粒子領域を識別するための閾値が画像の彩度 26-255 の範囲で共通であることを表す。捕集粒子数が多すぎると、微小粒子による着色で背景色が濃くなり、大粒子の領域を識別するための閾値をあげなければならない。同じ閾値の点線枠内は GND シートも HV シートも各粒径に対して、等しく比較することができる。一方、閾値の異なる領域では、単純に粒子数を比較することができない。画像の目視で粒子と確認できるのは大きい粒子だけであり、 $10\mu\text{m}$  超の粒子は、閾値の変化に関わらず、粒子数が正しく反映されているように見える。そこで、 $10\mu\text{m}$  超の粒子を基準として、GND シート、HV シート各位置の粒子数を比較する。しかし、奥行が下流に行くにしたがって、 $10\mu\text{m}$  超の粒子は減少し、ゼロになる。点線枠内の各粒子の減衰特性が、 $1-5\mu\text{m}$  の 1000 個以上を除いて、平行移動で重なることから、粒子数が少なくなった領域から先をより小さい粒子との比例関係で求めることとする。この関係により求めたものが図 5-23 である。

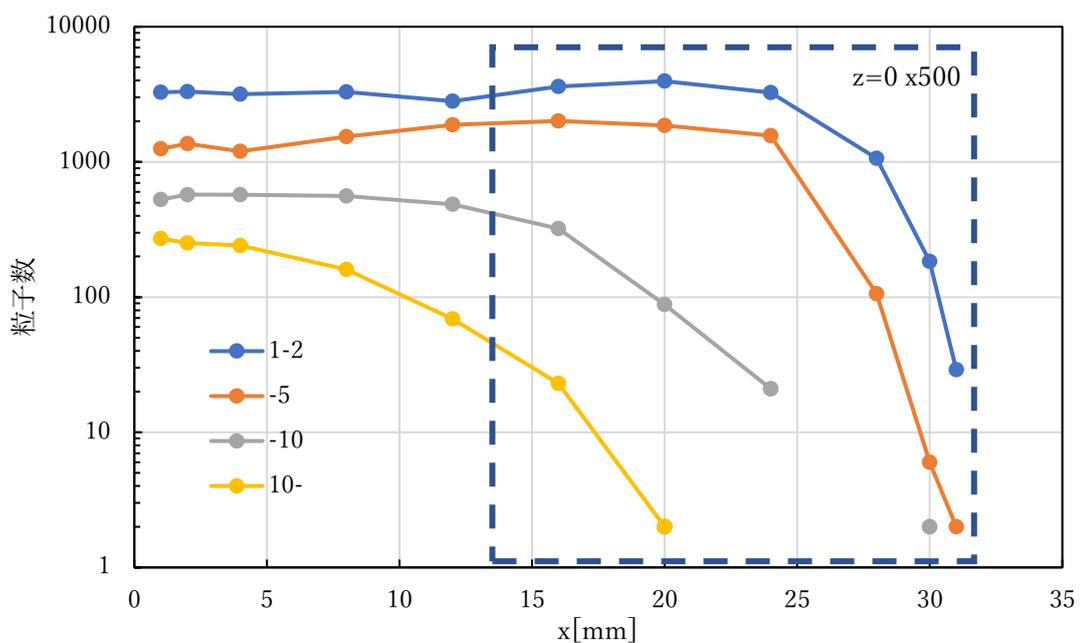


図 5-21 被覆なし荷電部 GND コレクタシート奥行位置と粒径別粒子捕集数

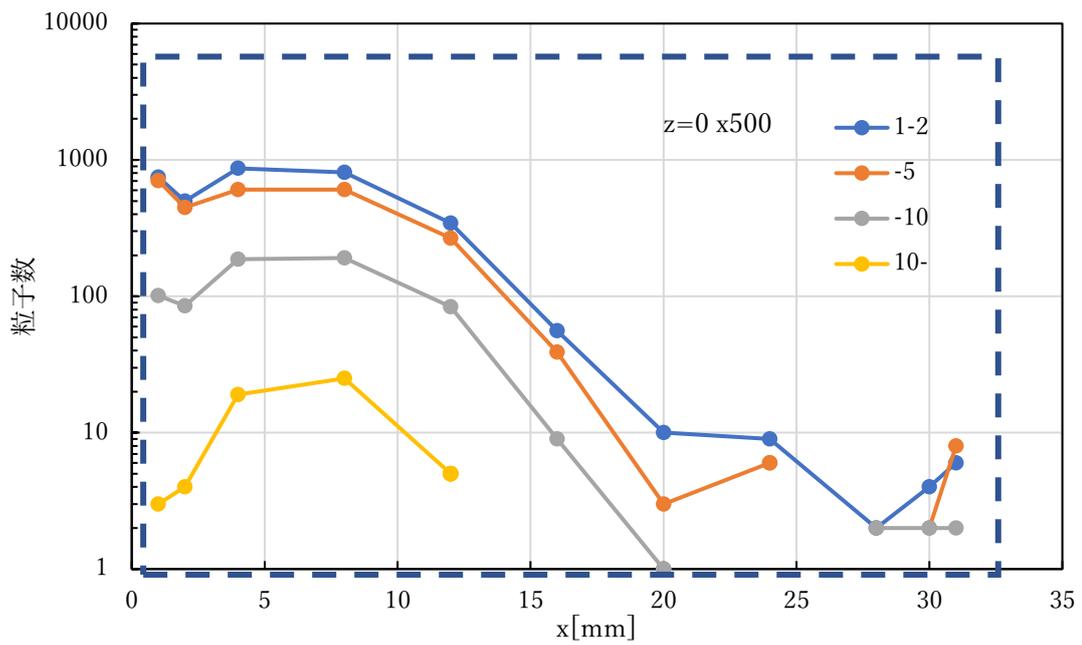
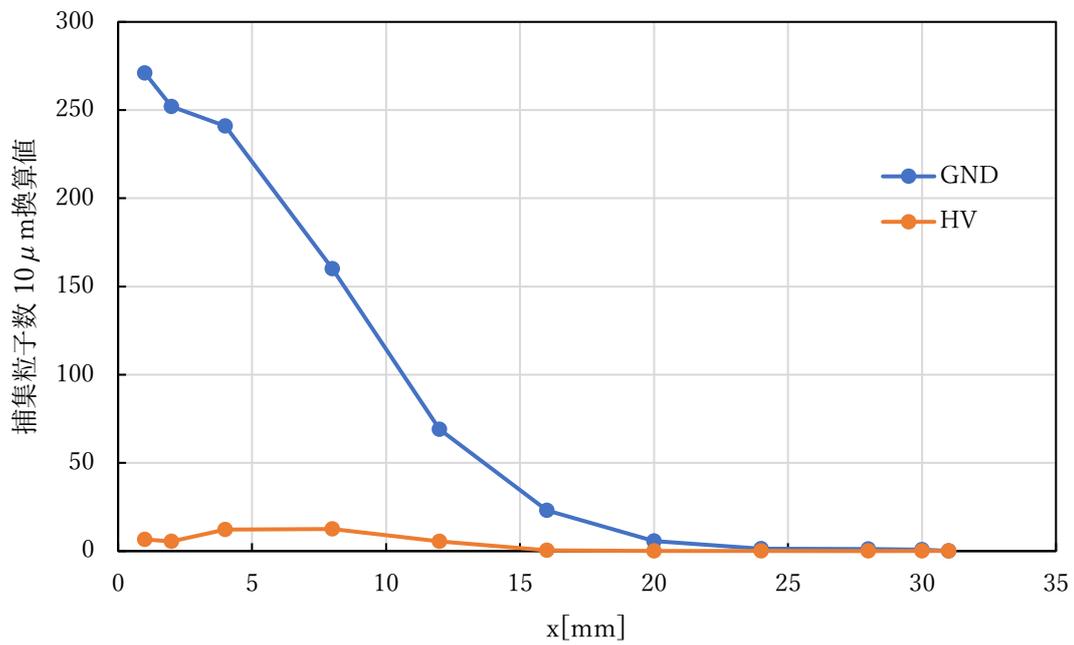
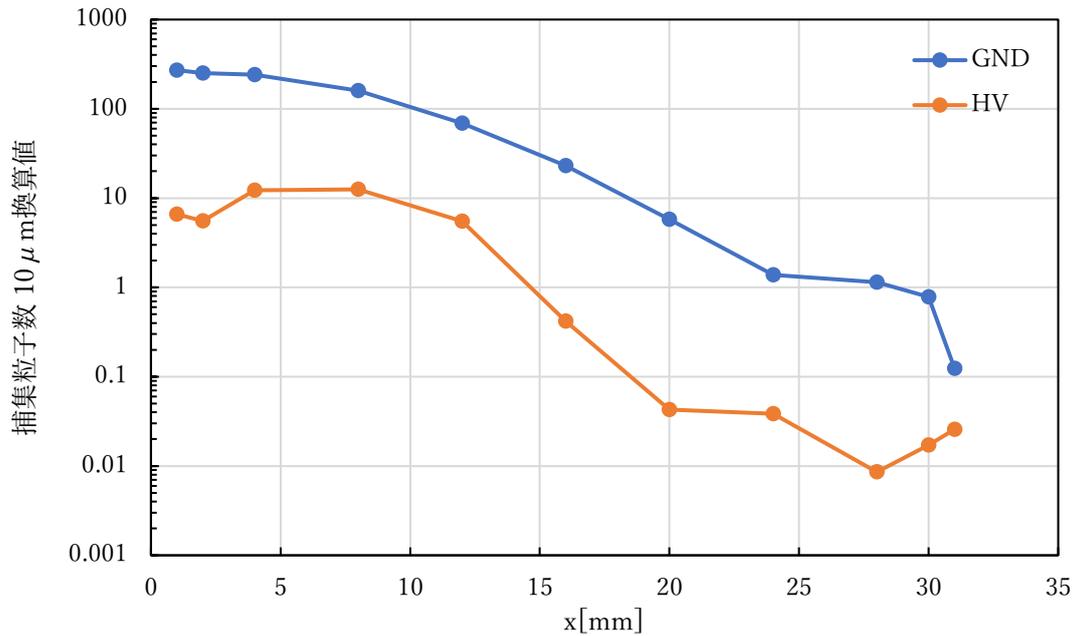


図 5-22 被覆なし荷電部 HV コレクタシート奥行位置と粒径別粒子捕集数



(a)縦軸線形表示



(b)縦軸対数表示

図 5-23 被覆なし荷電部 コレクタシート奥行き位置と粒子捕集数  
(10 μm 超粒子換算値)

図 5-23 で示した奥行きごとの粒子数の和をとり、GND シートと HV シートの合計に対する比を求め、表 5-5 に示す。

表 5-5 被覆なし荷電部の帯電極性粒子数比較

捕集シート	GND	HV
帯電極性	正極	負極
粒子数比率	95.97%	4.03%

荷電部の印加電圧は正極であり、十分に大きな電流が流れているため、元々負極に帯電していた粒子も、荷電部通過中に正極に帯電すると考えられる。コレクタでの捕集は電界による移動だけでなく、同極帯電粒子の斥力を含む濃度拡散の効果があることを考えると、HV シートの極近くまで拡散で移動してきた粒子が HV シートに接触し、そのまま捕集されたと考えてもよい。

#### 5-3-4 絶縁被覆接地電極荷電装置の集じん性能

被覆なし荷電部と同様に、被覆あり荷電部を試験品として JIS Z8901 11 種試験粉じんを散布、下流のコレクタで捕集した。試験品の被覆は ABS0.5t,13W であり、低湿度では電流が流れにくいため、常湿以上になるように加湿を行った。

最初に試験系全体の動作確認のために、大気じんでワンパス集じん効率を測定した。極性を判定しやすくするように捕集粒子の数を多くするため、風量を下げ、コレクタ電圧を上げた。風量は今まで多くのデータがある  $32.2\text{m}^3/\text{h}$  (定格の約 6 割) に、コレクタ電圧は  $5.5\text{kV}$  とした。室温  $23.6^\circ\text{C}$ , RH $56.8\%$ , 気圧  $1014.9\text{hPa}$  であった。被覆なし荷電部と荷電効率に差が出て、かつ集じん効率も高くなるように、電流  $0.5\text{-}1\mu\text{A}$  を狙い、荷電部の印加電圧を  $8.49\text{kV}$  とした。電流は  $0.695\mu\text{A}$  から  $0.871\mu\text{A}$  に、8 分間の間に時間とともに上昇した。これは湿度上昇が原因であった。比較的安定した最後の 2 回の平均透過率を図 5-24 に示す。透過率は 15%以下であり、粒径が大きくなるほど透過率が小さくなっていて、試験粉じん散布に移行して問題ないことを確認した。

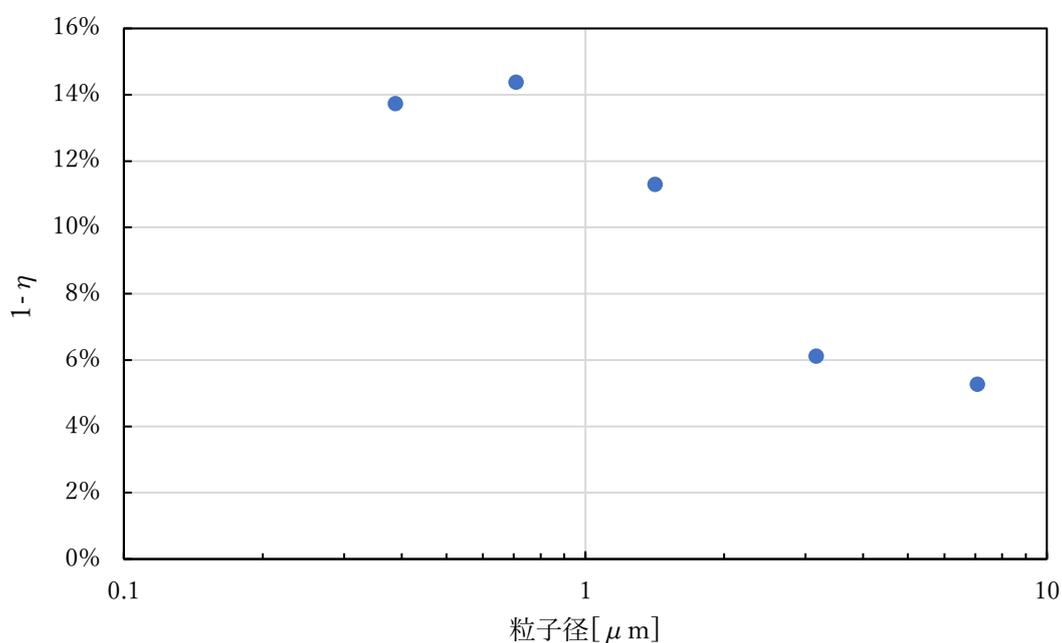


図 5-24 被覆あり荷電部の大気じんでのワンパス透過率、粒径特性

試験粉じんは  $0.3\text{-}0.5\mu\text{m}$  および  $0.5\text{-}1\mu\text{m}$  の粒子濃度が  $200,000\text{pcs/L}$  程度になるように散布した。パーティクルカウンタで粒子濃度をモニターしながら散布し、濃度上昇が止まったところで攪拌ファンを停止、安定後ワンパス透過率を測定した。この測定までの間に湿度の上昇があり、電流が増えたので、印加電圧を  $7\text{kV}$  に下げた。ワンパス透過率測定の間にも湿度、電流の上昇があったので、変化した電流に対する  $0.3\text{-}0.5\mu\text{m}$  の集じん効率を図 5-25 にまとめた。大気じんでの予備試験の値もプロットした。大気じんに比べて、試験粉じんでの集じん効率が電流比較でみると低くなっている。試験粉じんでの値は印加電圧を下げた直後であり、時間変動の影響が考えられる。これについては、後程詳しく見る。

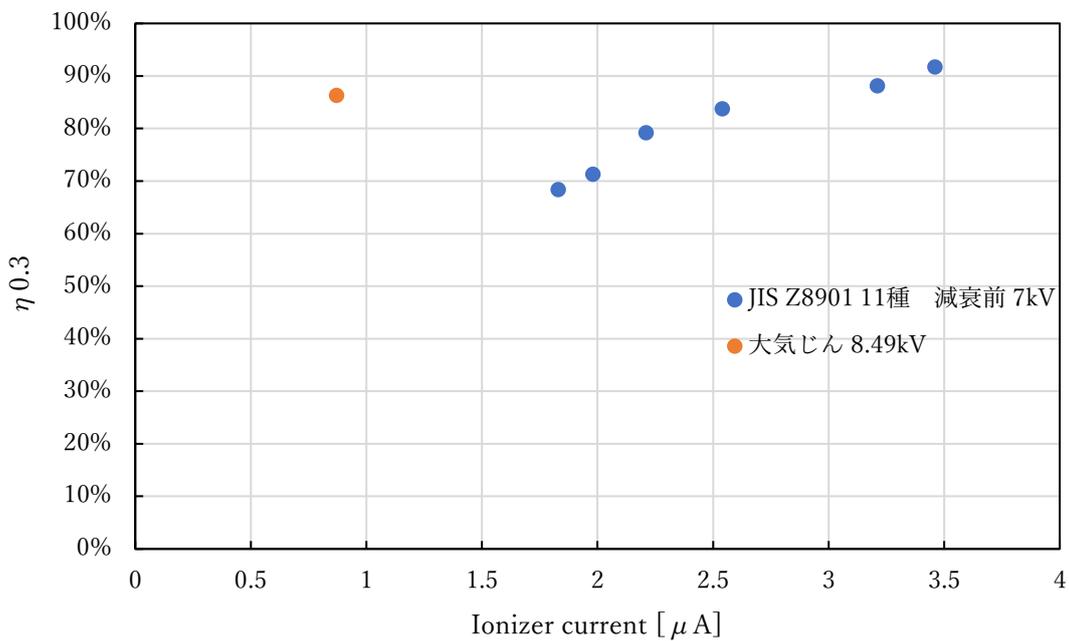


図 5-25 被覆あり荷電部のワンパス集じん効率，電流特性

ワンパス集じん効率測定前に測定した自然減衰の結果を図 5-26 に，運転開始後の室内濃度の変化を図 5-27 に示す。凡例は粒子径範囲で単位は  $\mu\text{m}$  である。

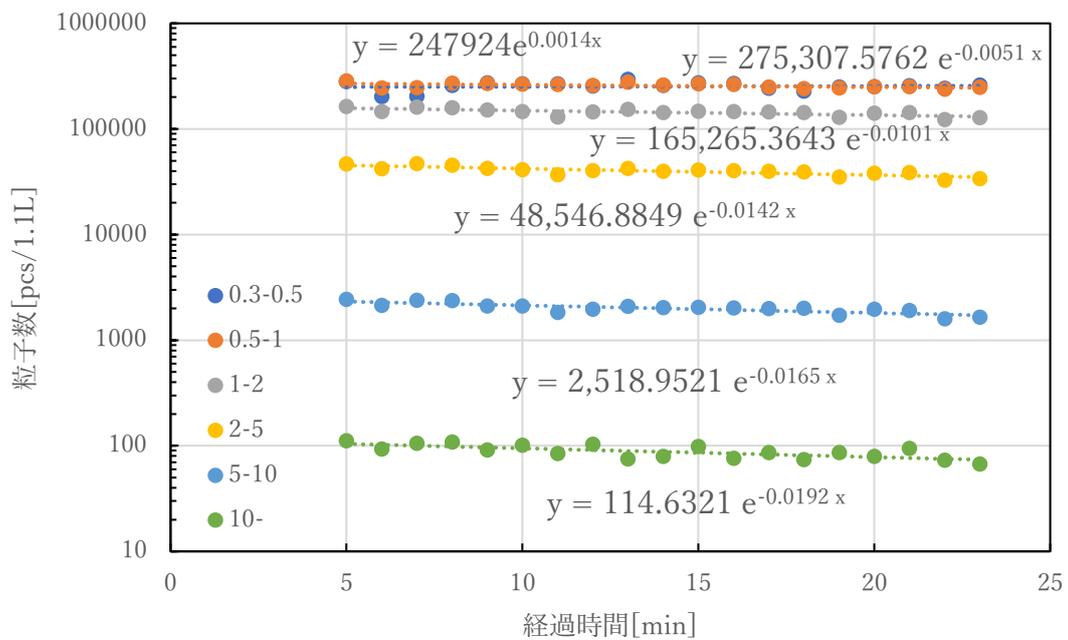


図 5-26 試験粉じん散布後，試験品運転前の自然減衰

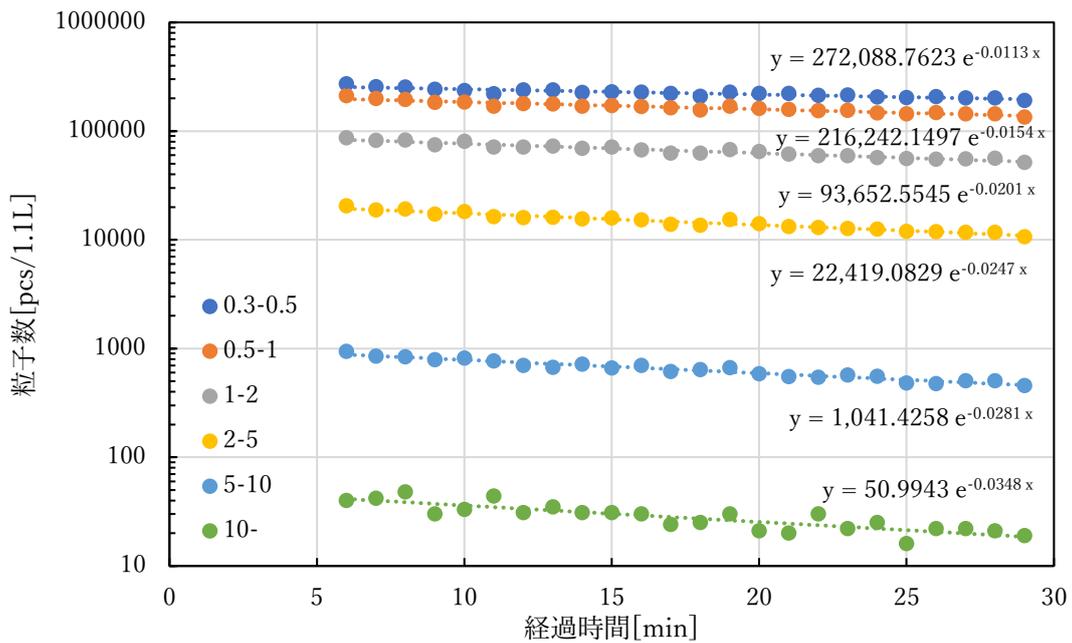


図 5-27 試験粉じん散布後、試験品運転時の室内粒子個数濃度減衰

この片対数のグラフの傾きに相当する  $\ln C/t$  に室内容積  $30\text{m}^3$  を乗じると、集じん能力、あるいは相当換気量になる。時間あたりに単位を換算すると、 $\text{CADR}[\text{m}^3/\text{h}]$  (Clean Air Delivery Rate) となる。これを風量で除すると図 5-28 の減衰法から求まる集じん効率になり、理論的にはワンパス法で求める集じん効率と等しくなる。

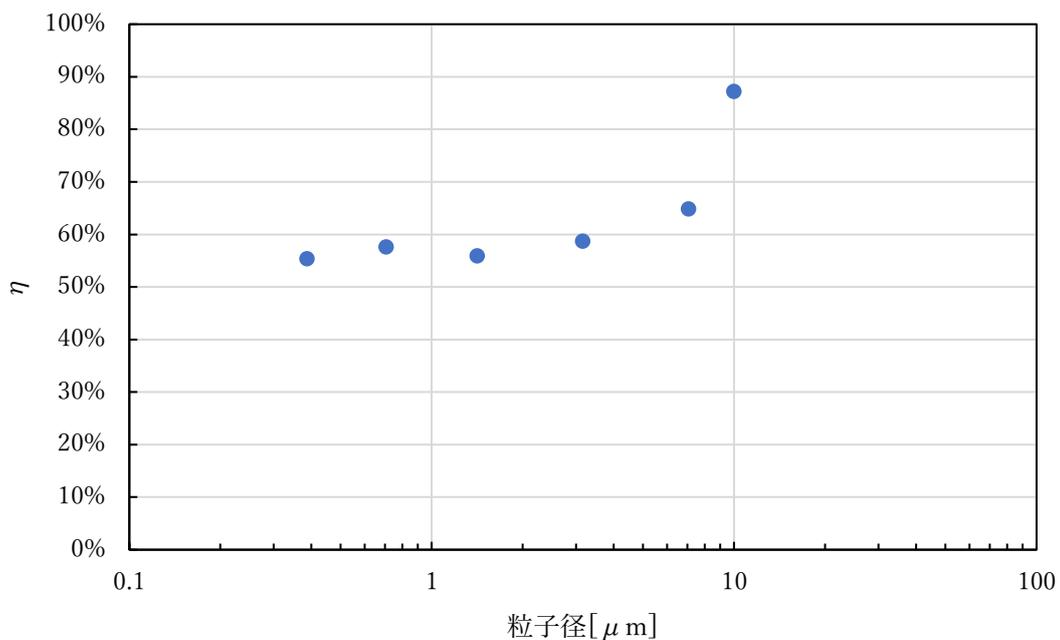
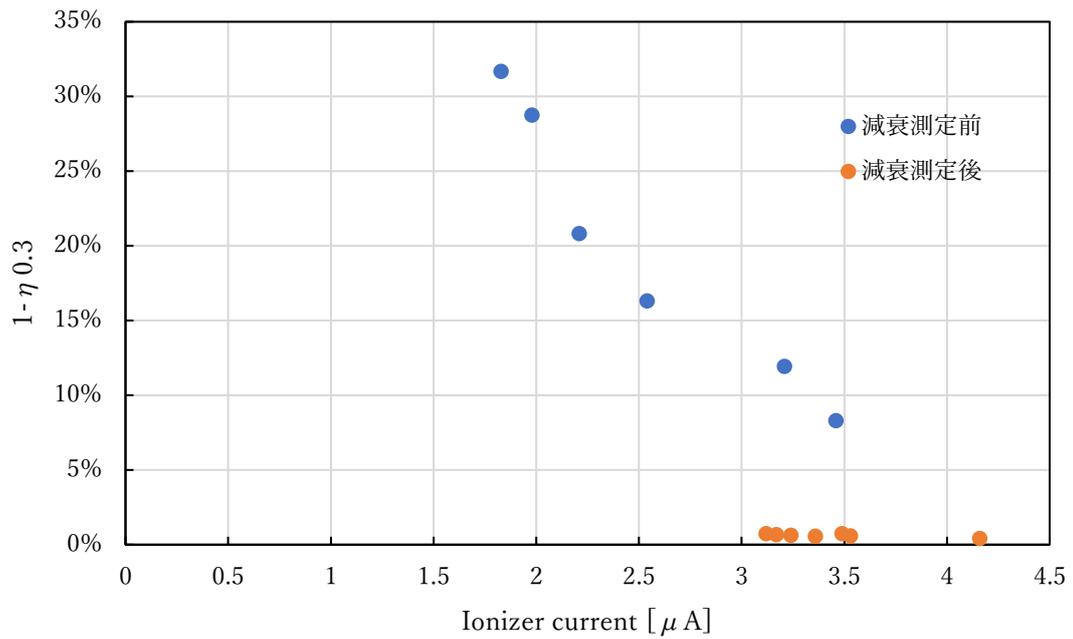
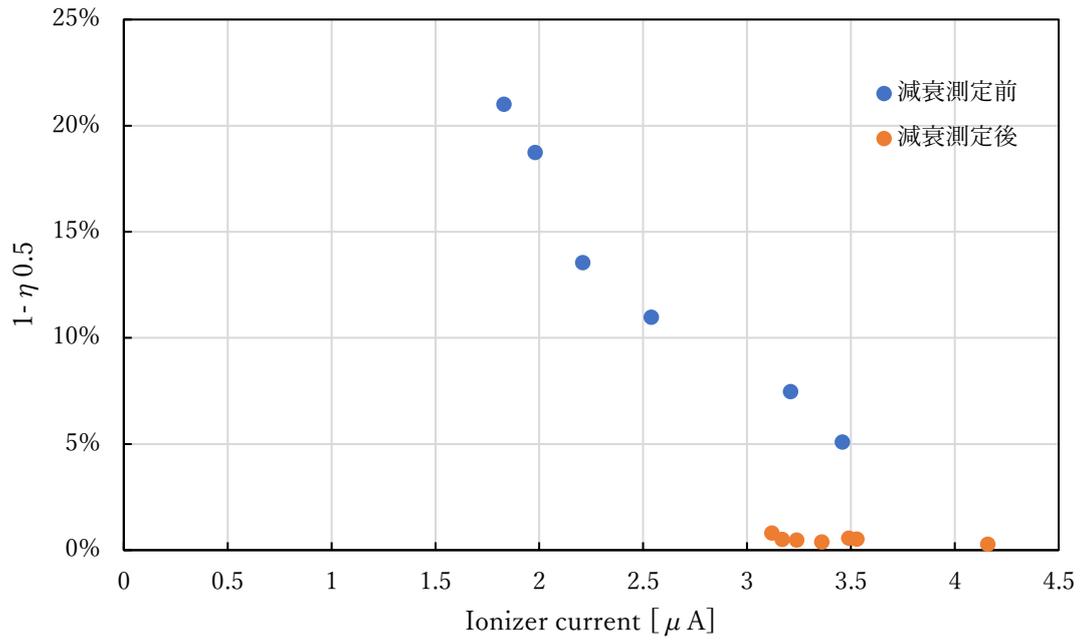


図 5-28 試験粉じんの室内粒子個数濃度減衰から求めた集じん効率，粒径特性

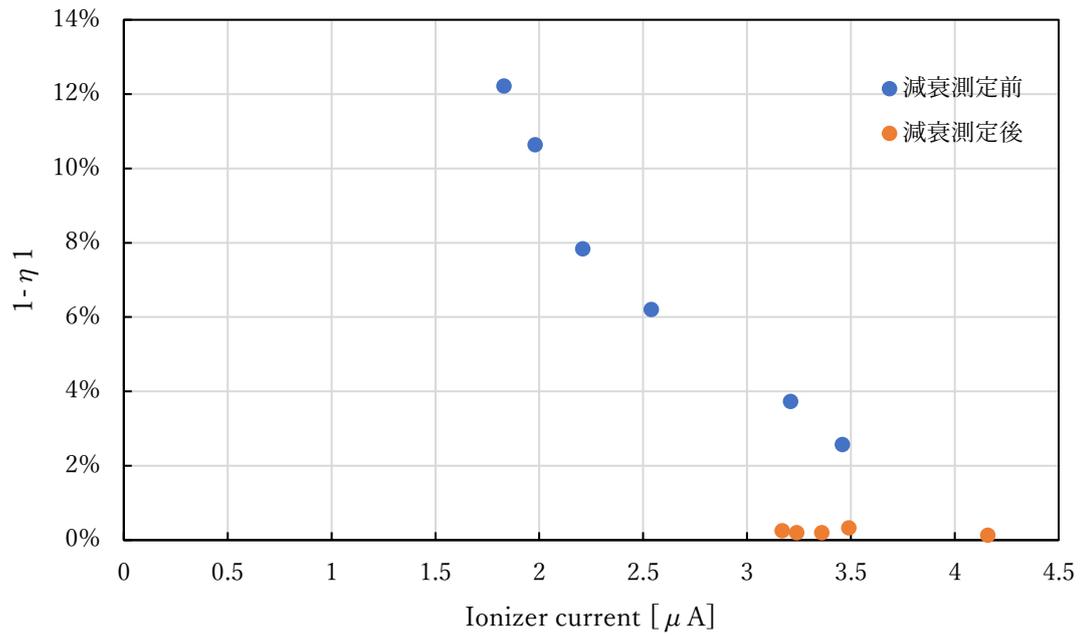
次に、約 30min に渡って測定した室内濃度減衰の前後で測定したワンパス透過率を粒径別に比較する。粒径ごとに図 5-29(a)~(d)に示す。電流が時間変動しているため、電流を横軸にとり、縦軸を透過率としてプロットした。減衰測定前は粒径が大きいほど透過率が小さくなり、どの粒径でも電流の増加とともに透過率が小さくなっている。また、同じ電流で比べて、すべて減衰測定後の方が、大幅に透過率が小さくなっている。



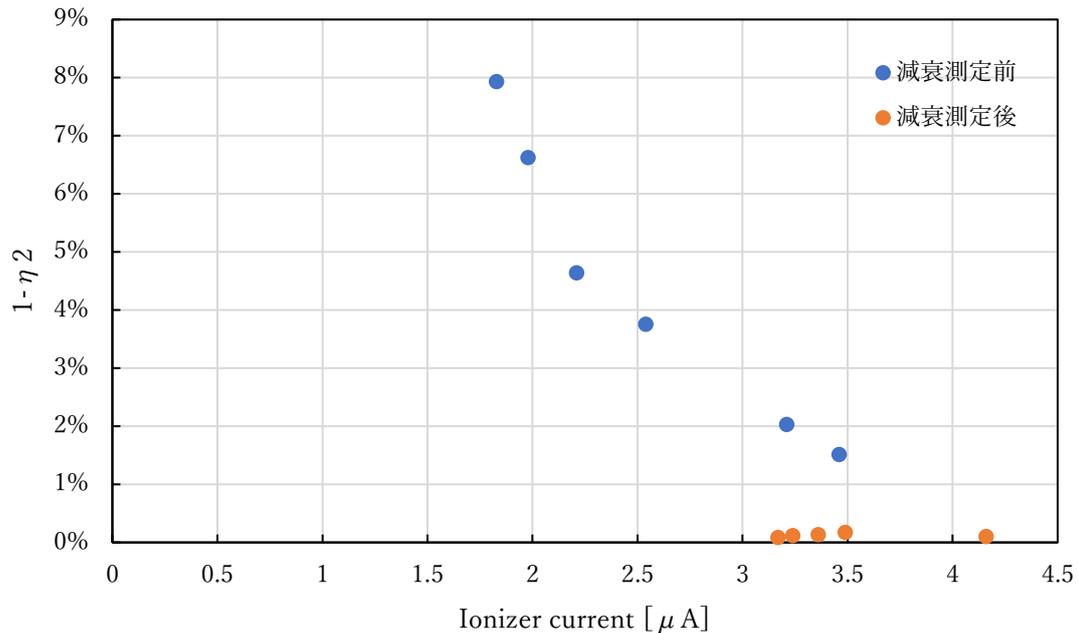
(a) 0.3-0.5  $\mu\text{m}$  の透過率



(b) 0.5-1  $\mu m$  の透過率



(c) 1-2  $\mu m$  の透過率



(d) 2-5  $\mu\text{m}$  の透過率

図 5-29 粒径ごとのワンパス透過率の電流特性, 減衰測定前後の比較

減衰測定前後の透過率の大幅な変動が時間によるものだと考え、大気じん測定時も含めて電流と透過率の時間変化を図 5-30 にまとめた。透過率は 0.3-0.5  $\mu\text{m}$  粒子に対するものである。14:52 前後の大気じん測定時は印加電圧は 8.49kV であり、15:22 に試験粉じんの性能測定に移行する際に印加電圧を 7kV に下げている。これは湿度増加によって電流が流れやすくなったためである。電流増加とともに透過率が小さくなっているが、減衰測定後の 16:04 では、減衰測定前と電流がそれほど違わないのに、透過率が大幅に小さいことが分かる。透過率の低下(集じん効率の上昇=荷電量の増加=荷電効率の上昇)が、電流の増加によるだけではなく、時間変動していると考えなければならない。時間変動による影響として、次のように考える。放電開始後、しばらくは絶縁体表面に電荷が溜まるまでは表面電位がゆっくりと上昇、電界強度の低下もゆっくりであり、従来の被覆なしの荷電部の特性と近い電流の流れ方になる。その後、十分な時間経過後、絶縁体表面の電荷が飽和に達した後は、被覆端部の金属露出部近くの電界が強くなり、この場所での沿面放電を由来とする放電のモードに移行する。この状態では表面の電荷の減少を伴うので、ワイヤからの放電も復活し、共存することとなる。この状態が荷電効率の高い状態であるとすれば、一定時間経過後に電流の増加を伴わずに透過率が低くなる。

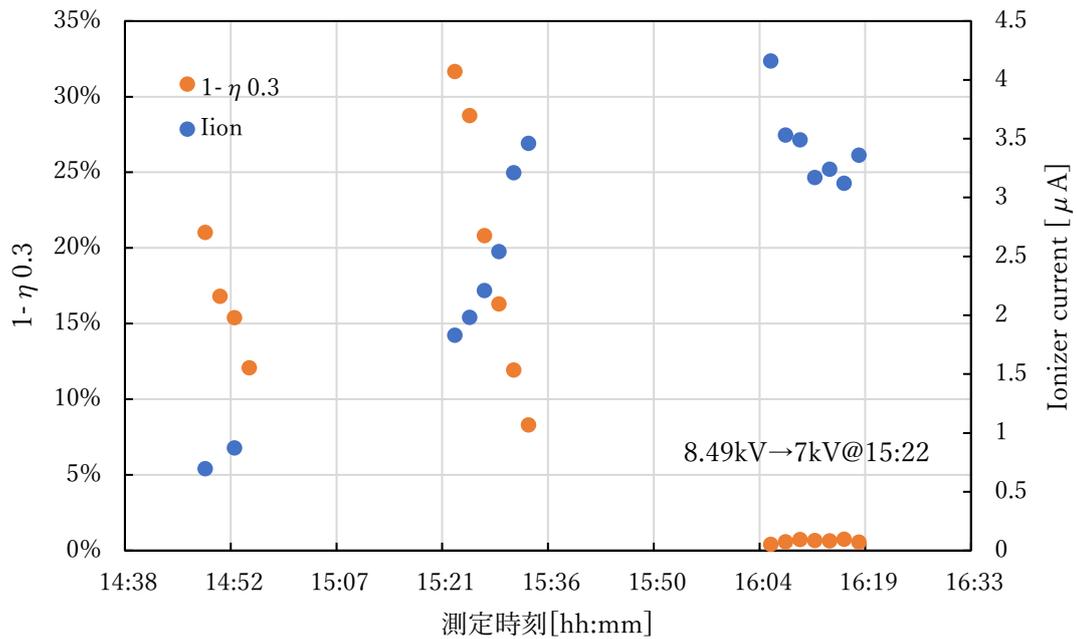


図 5-30 電流と透過率の時間変化

電流の変動要因を整理する。図 5-31 に荷電部電圧と電流の時間変化を示す。電圧は電流の増加に合わせて、適時下げた。図 5-32 に相対湿度と室温の時間変化を示す。図 5-33 に絶対湿度と電流の時間変化を示す。印加電圧が 7kV 一定である 50min 以降で、相対湿度が上昇していても室温が下がっているときに電流が減少している。図 5-34 に示すように、絶対湿度と電流には正の相関がみられた。誘電体表面の導電性は相対湿度と正の相関があり、気中の放電は絶対湿度と負の相関があるが、このことだけでは説明がつかない。被覆あり荷電部の電流環境特性については、今後データを増やし明らかにする。

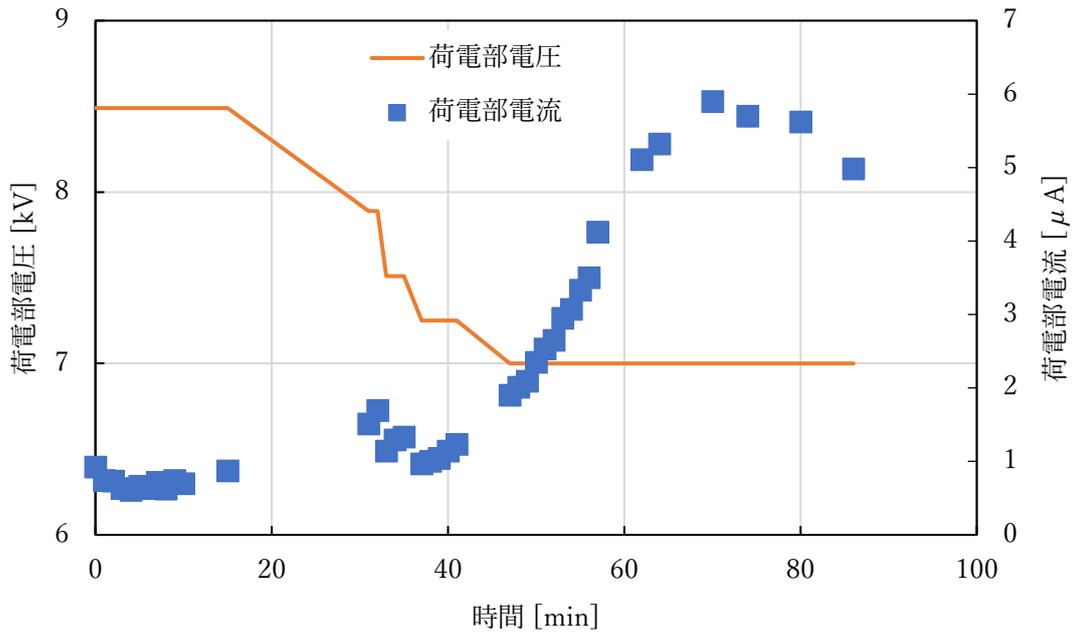


図 5-31 荷電部電圧と電流の時間変化

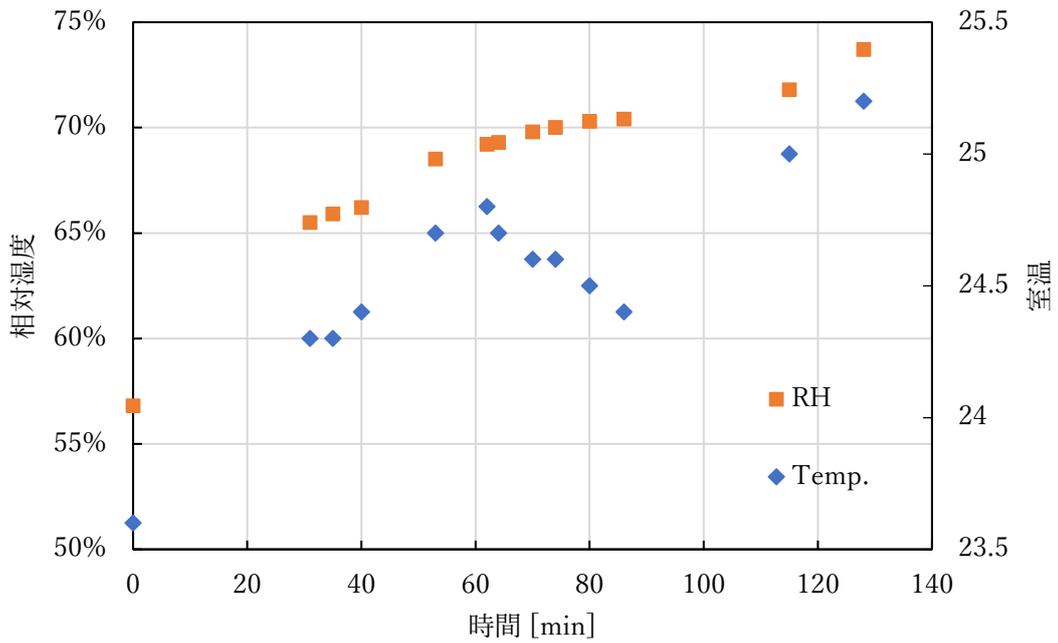


図 5-32 相対湿度と室温の時間変化

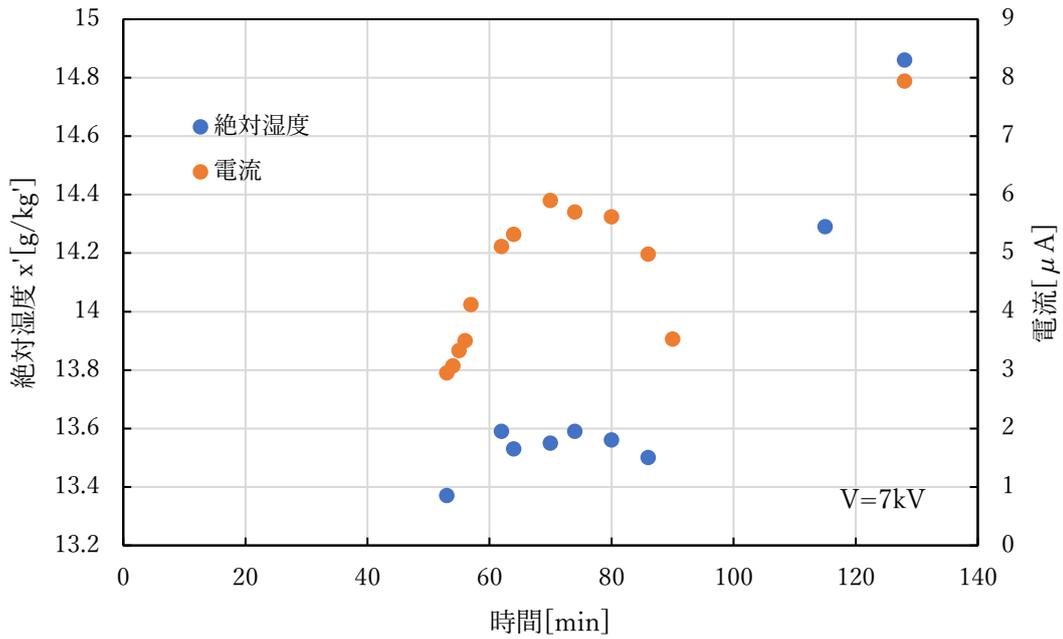


図 5-33 絶対湿度と電流の時間変化

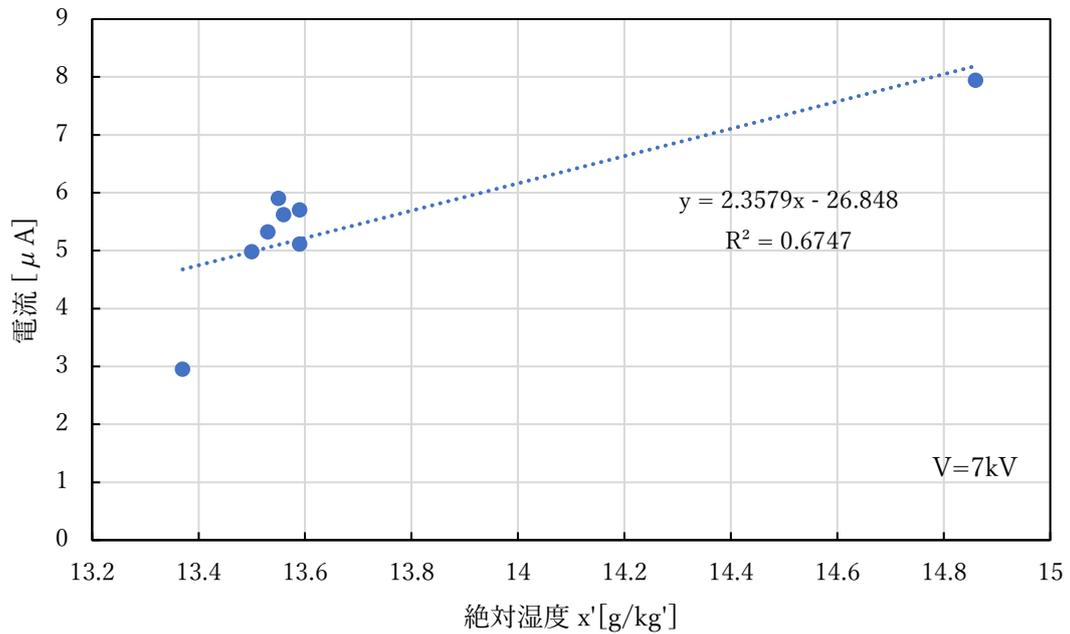


図 5-34 絶対湿度と電流の相関

減衰測定後の荷電効率が高くなった後と考えられる状態での透過率の粒径特性を図 5-35 に示す。

このときの平均的な電流は  $3.4 \mu\text{A}$  であった。粒径が大きいほど透過率が小さくなる傾向が、被覆なしと同じ傾向であり、大気じんの子備測定とも同じ傾向であった。

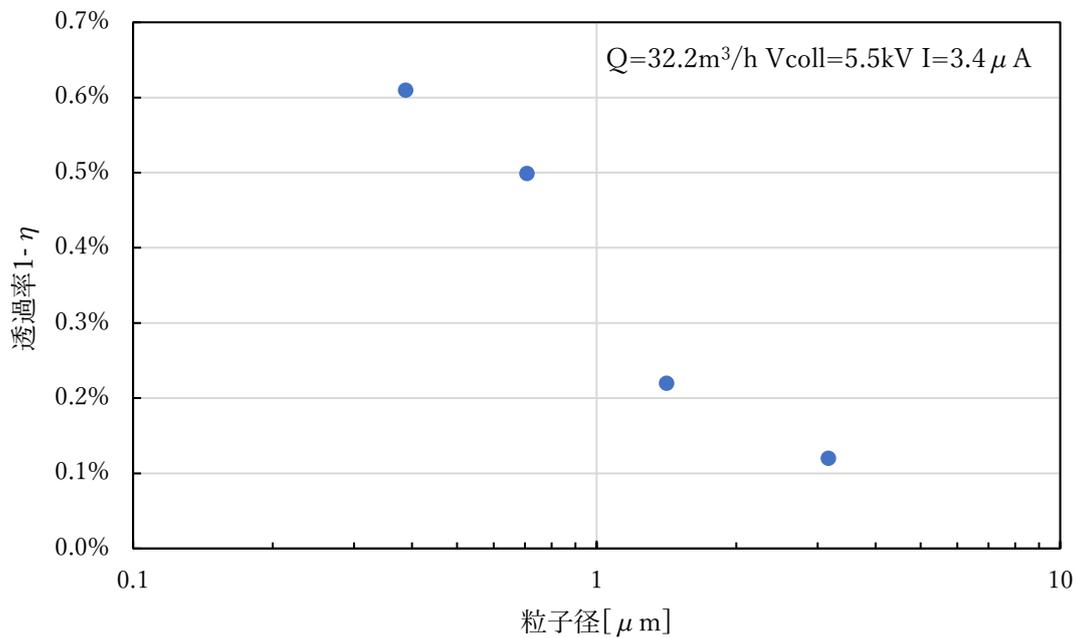


図 5-35 被覆あり荷電部 JIS Z8901 11 種 透過率の粒径特性

被覆なしの従来型荷電部で同じコレクタ条件で捕集させたときの透過率を計算した。電流は、被覆あり荷電部の試験時の電流と同じ 3.44 μA である。0.3-0.5 μm 粒子で透過率 37%，0.5-1 μm 粒子で透過率 22%，1-2 μm 粒子で透過率 7%であり、被覆あり荷電部の透過率より大幅に高い。2 μm 超の粒子では、このコレクタ条件ではほぼ 0%まで透過率が下がった。図 5-36 に計算結果を示す。

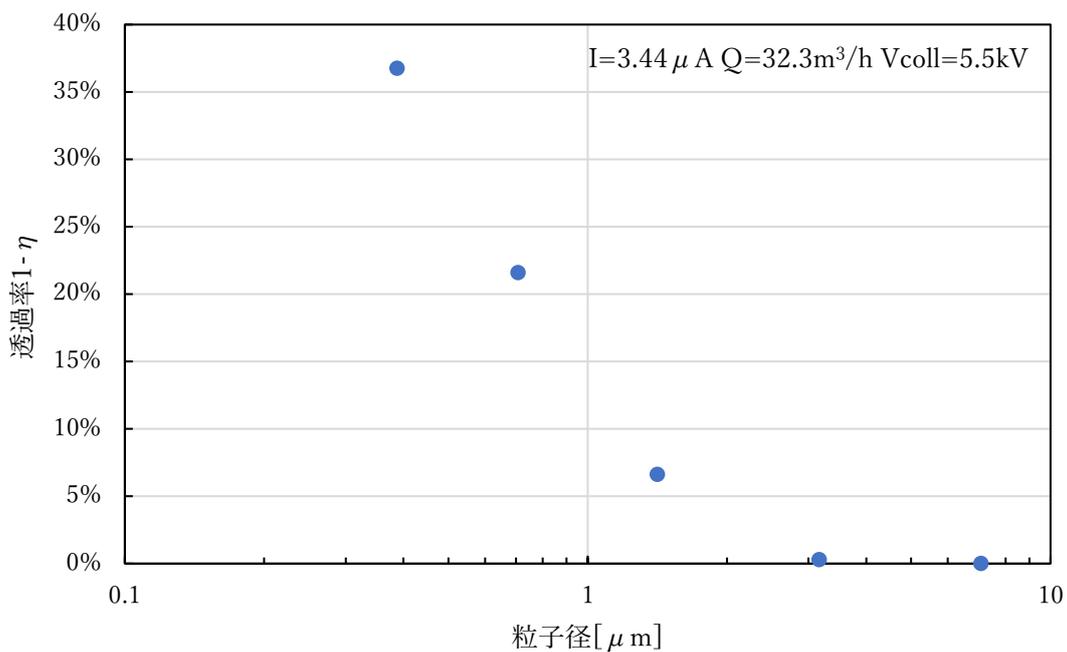


図 5-36 被覆なし荷電部 透過率の粒径特性(計算値, 被覆あり実測と同電流時)

図 5-35,5-36 の透過率の実測値および計算値をコレクタ条件に当てはめて荷電量を計算した結果を図 5-37 に示す。小粒径では被覆あり荷電部の荷電量が大きいですが、 $4\mu\text{m}$  程度で等しくなり、大粒径では従来荷電部の理論値の方が荷電量が大きくなった。従来荷電部では大粒径で電界荷電が拡散荷電に対して優位に働いている結果として、荷電量が粒径の 2 乗に比例する関係が現れている。一方、被覆あり荷電部の荷電量は拡散荷電量の式である荷電量が粒径と粒径の対数の積 ( $a \times \log a$ ) に比例する関係に見える。従来であれば  $1\mu\text{m}$  以下の小粒径で優位な拡散荷電が大粒径まで優位なように見られる。別の言い方をすれば、被覆あり荷電部では電界荷電があまり働いていないと考えることもできる。第 4 章で絶縁被覆接地電極荷電装置の荷電モデルとして、低電界強度で拡散荷電量が増加し、従来荷電方式より荷電効率が向上するとした仮定を支持する。

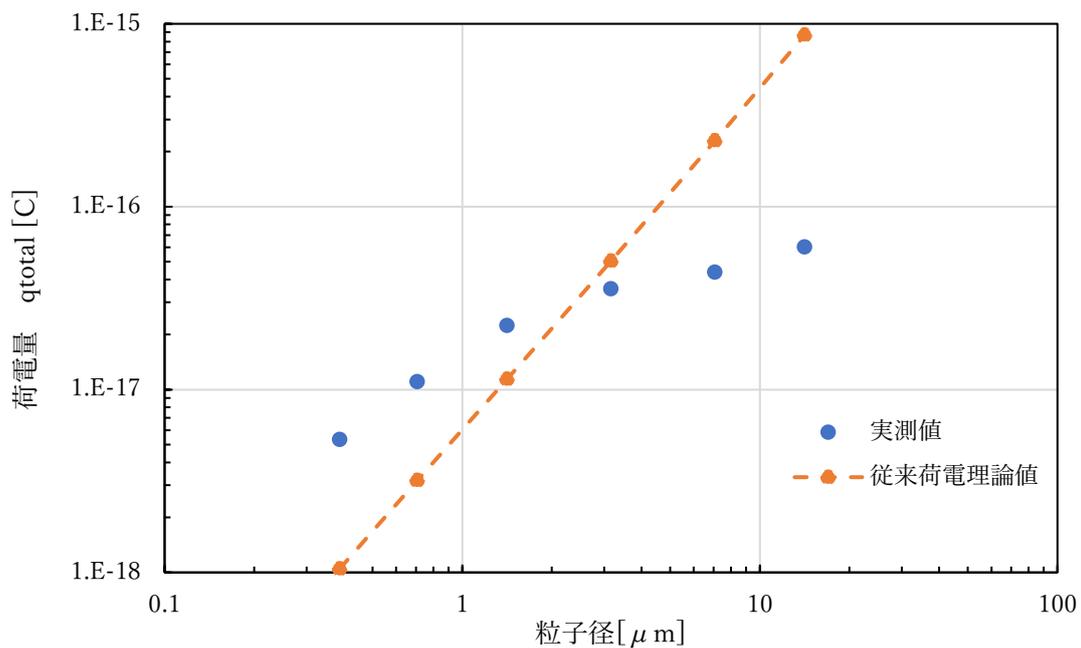


図 5-37 被覆あり荷電部と従来荷電部の荷電量の粒径特性比較

荷電極性確認のために集じん効率の高いコレクタ条件で運転をしたのち、コレクタ条件を変化させて集じん効率を測定した。コレクタが定格運転となる条件での結果を図 5-38 に示す。

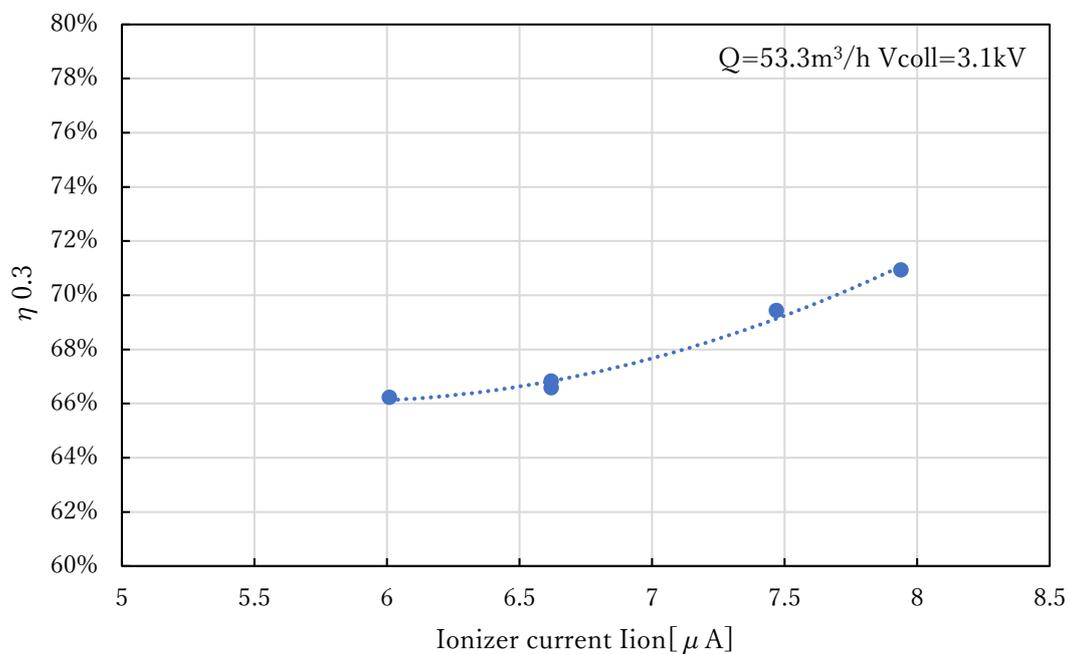


図 5-38 定格運転での集じん効率の電流特性

パーティクルカウンタのデータから求めた集じん効率とコレクタ条件から計算した荷電量から、コレクタ奥行方向の捕集分布の理論値を求めた。また、荷電部 OFF の結果との比較から元からの帯電量の影響について整理した。図 5-39 に試験粉じん JIS Z8901 11 種の重量濃度ピークの粒径  $2.3\mu\text{m}$  粒子の捕集分布を累積集じん効率として表した。コレクタ下流で、集じん効率が 100% に漸近する様子が分かる。上流の 10mm の位置で全体の 7 割が捕集された。3mm ごとの区間集じん効率を図 5-40 に示す。縦軸がコレクタシートに捕集される粒子数に比例する量となり、試験粉じんの色でシートが染められる濃淡に相当する。最下流では最上流の 1/30 の捕集量であった。

元から帯電している粒子の捕集として、荷電部 OFF のときの区間  $\eta$  の値と試験品(被覆あり)荷電部 ON のときの値を図 5-41 に示す。被覆あり荷電部には元から帯電している粒子も吸引され、極性により除電されたり、追加荷電されたりするので、独立に捕集されるわけではない。しかし、荷電部での荷電極性を確認するにあたって、元からの帯電の影響は無視できることが分かった。

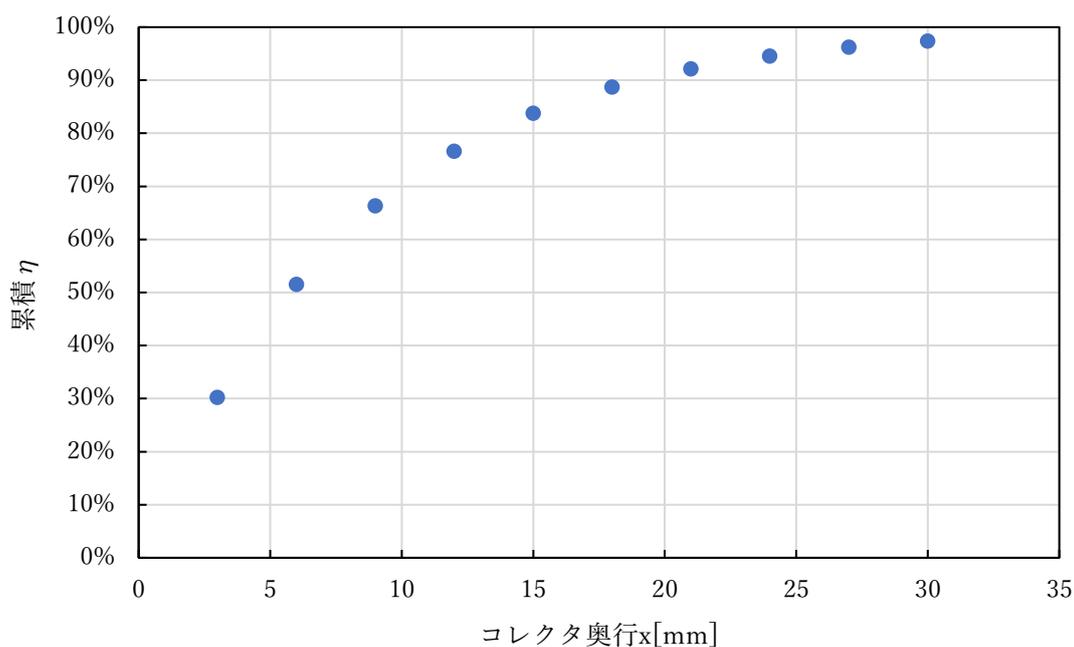


図 5-39 実測荷電量から計算したコレクタ奥行と累積捕集量の関係

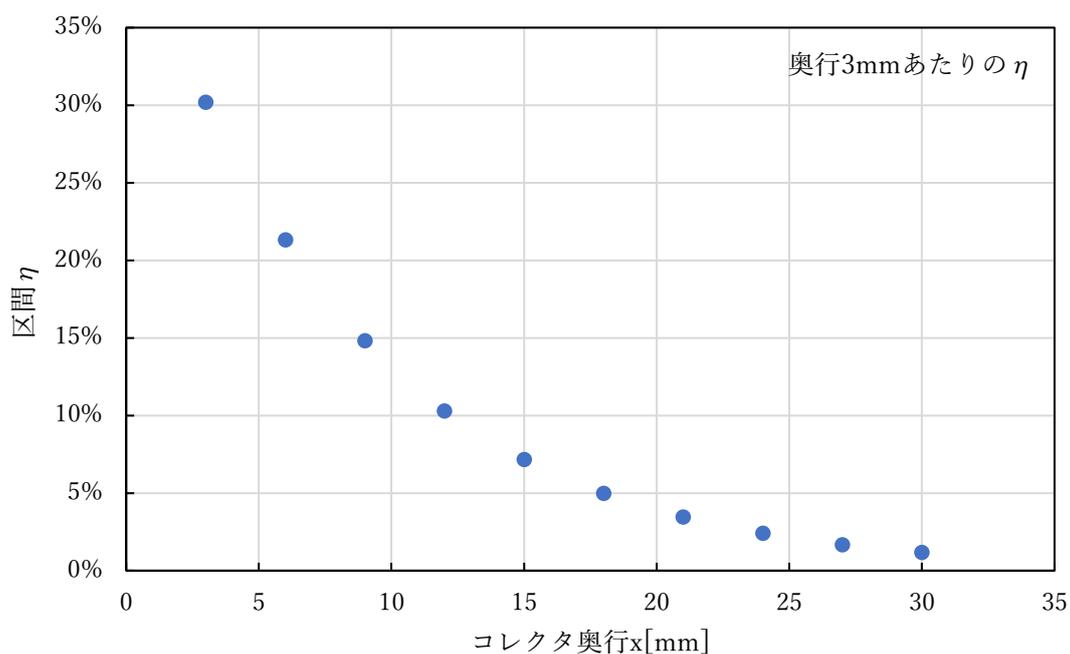


図 5-40 実測荷電量から計算したコレクタ奥行と区間捕集量の関係

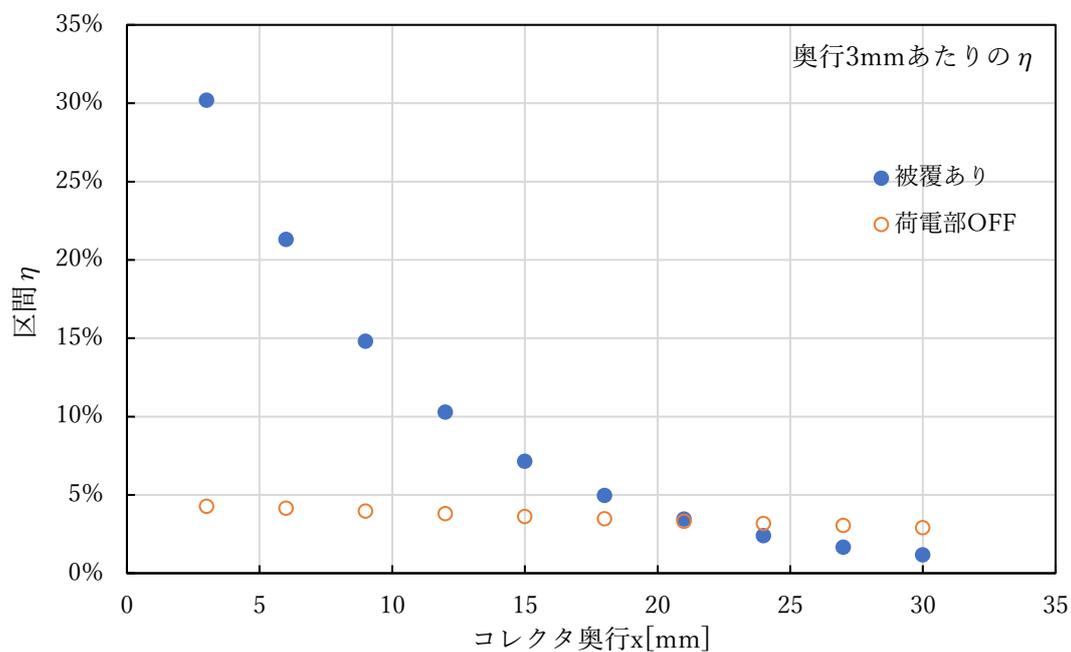


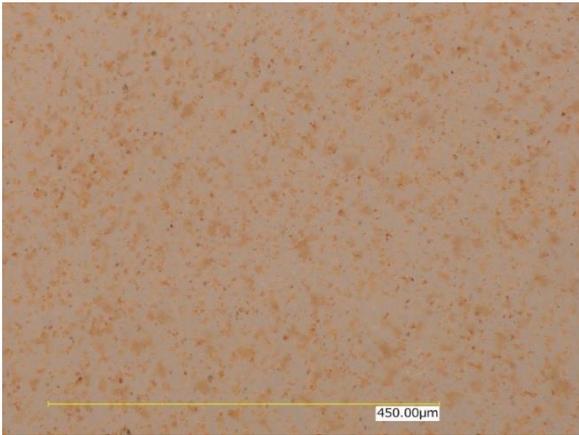
図 5-41 実測荷電量から計算した区間捕集量の荷電部 OFF との比較

### 5-3-5 絶縁被覆接地電極荷電装置の荷電極性確認

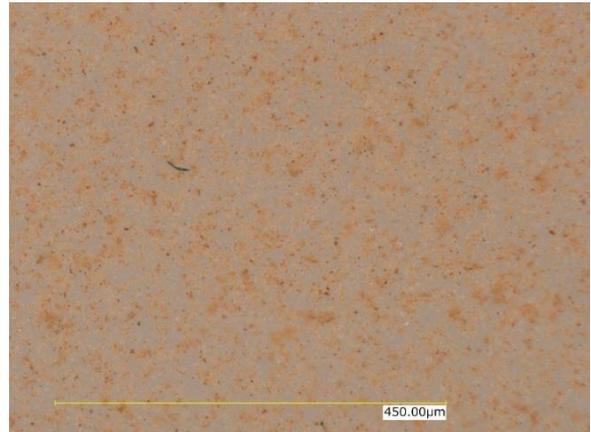
被覆なし荷電部のときと同様に、JIS Z8901 11 種を捕集したコレクタの GND シートと HV シートをマイクロスコープを倍率 500 倍で観測した。観測位置も同様に、幅方向の中心  $z=0\text{mm}$  上で、気流方向上流から下流に向かって、

$x=1,2,4,8,12,16,20,24,28,30,31\text{mm}$  である。代表して  $x=1,16,31\text{mm}$  の写真を図 5-42 に示す。

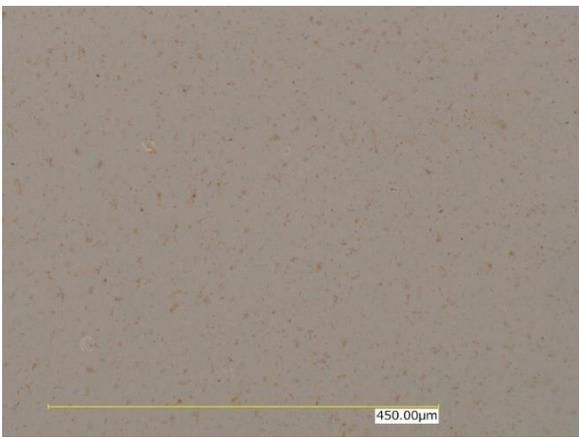
$x=1\text{mm}$  では GND と HV に大きな差は見られなかった。 $x=16\text{mm}$  で  $x=1\text{mm}$  より大幅に粒子が減少、GND の方が HV より粒子が多い。 $x=31\text{mm}$  では、ほとんど粒子の捕集がない。これはワンパスの集じん効率が 99%程度であることから、ほとんど上流で捕集が完了していることと整合する。



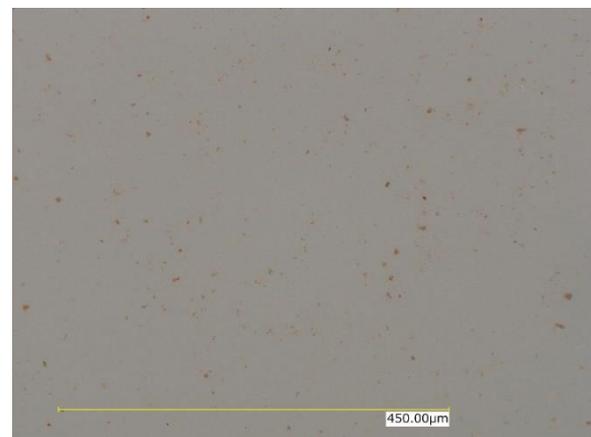
GND x=1mm



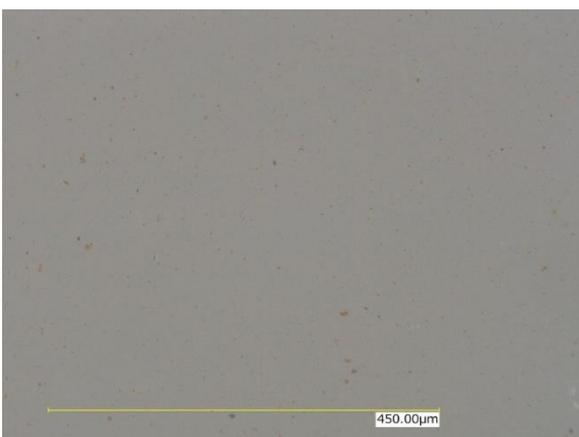
HV x=1mm



GND x=16mm



HV x=16mm



GND x=31mm



HV x=31mm

図 5-42 被覆あり荷電部 コレクタ奥行位置と GND,HV の JIS Z8901 11 種粒子捕集写真

図 5-43 と図 5-44 に GND シートと HV シートの奥行位置と粒径別捕集粒子数の結果を示す。

被覆なし荷電部のときと同様に、粒子の多寡により粒子範囲識別のための閾値を変化させた。

閾値の下限値を図 5-45 に示す。捕集粒子の多い、色の濃いものほど閾値を上げたので、おおよそ見た目の捕集粒子に近い特性のグラフとなる。

図 5-43,5-44 において赤い点線の範囲内は閾値の彩度 65-255 の位置、青い点の範囲は彩度 26-255 の位置である。同じ色の枠内同士の数値は単純に比較することができる。

凡例の数値は認識した粒子範囲の面積から求められた円相当径であり、パーティクルカウンタの粒径範囲に合わせて分類した。単位は  $\mu\text{m}$  である。

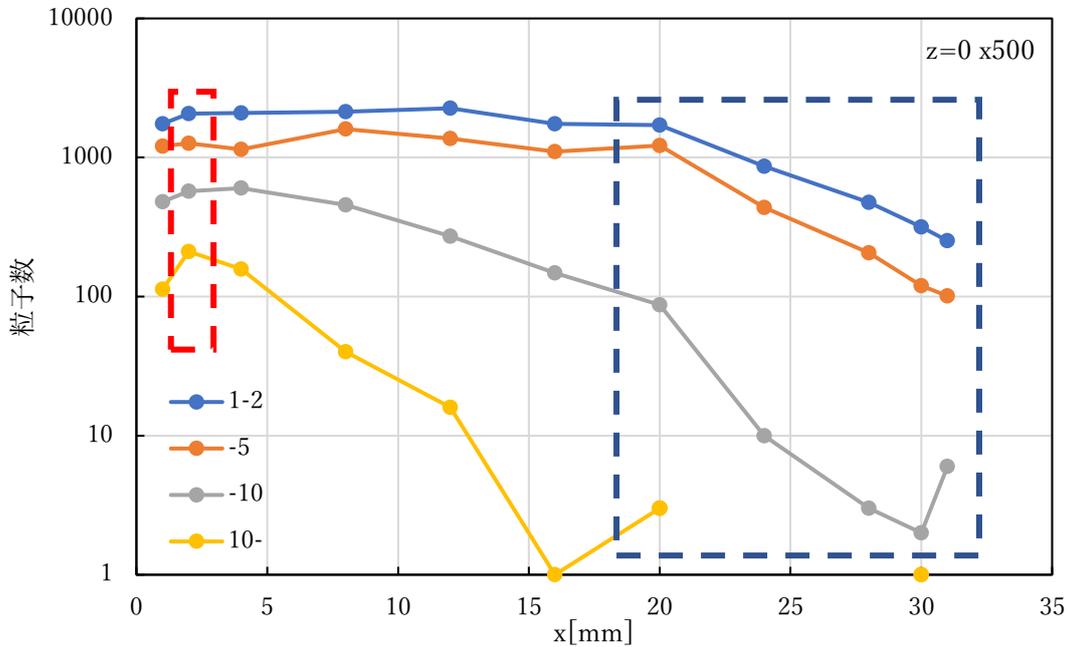


図 5-43 被覆あり荷電部 GND コレクタシート奥行位置と粒径別粒子捕集数

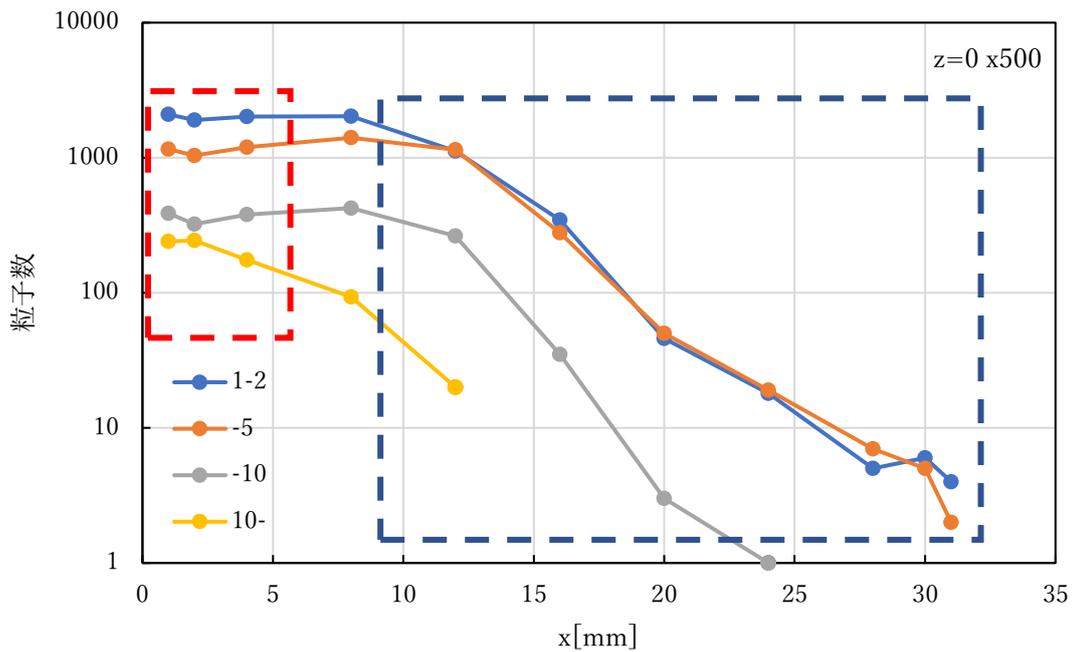


図 5-44 被覆あり荷電部 HV コレクタシート奥行位置と粒径別粒子捕集数

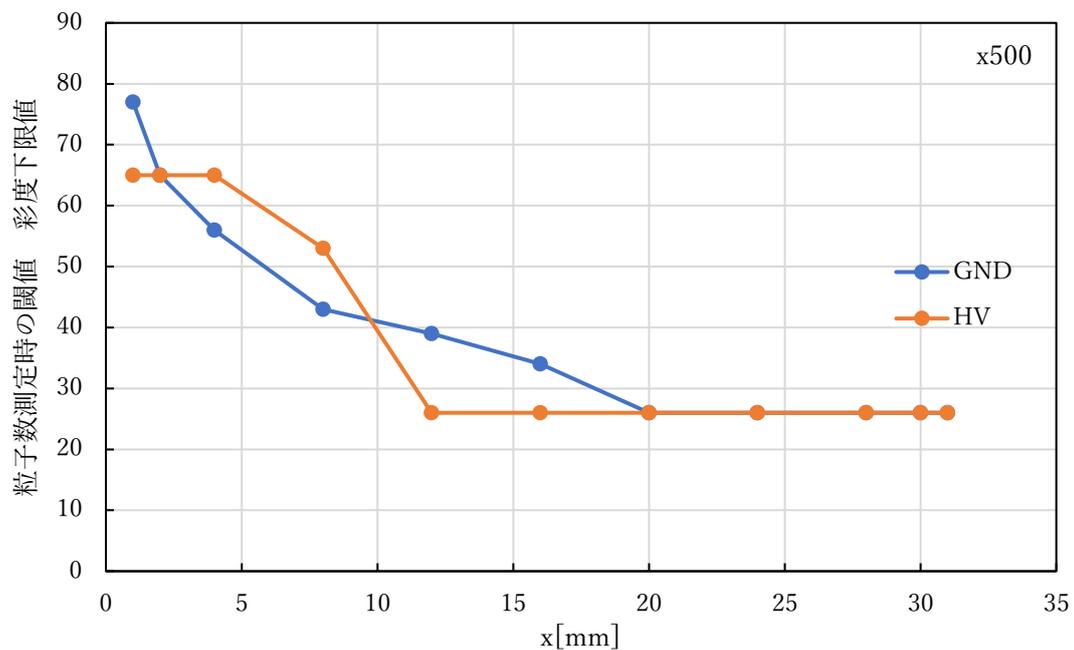
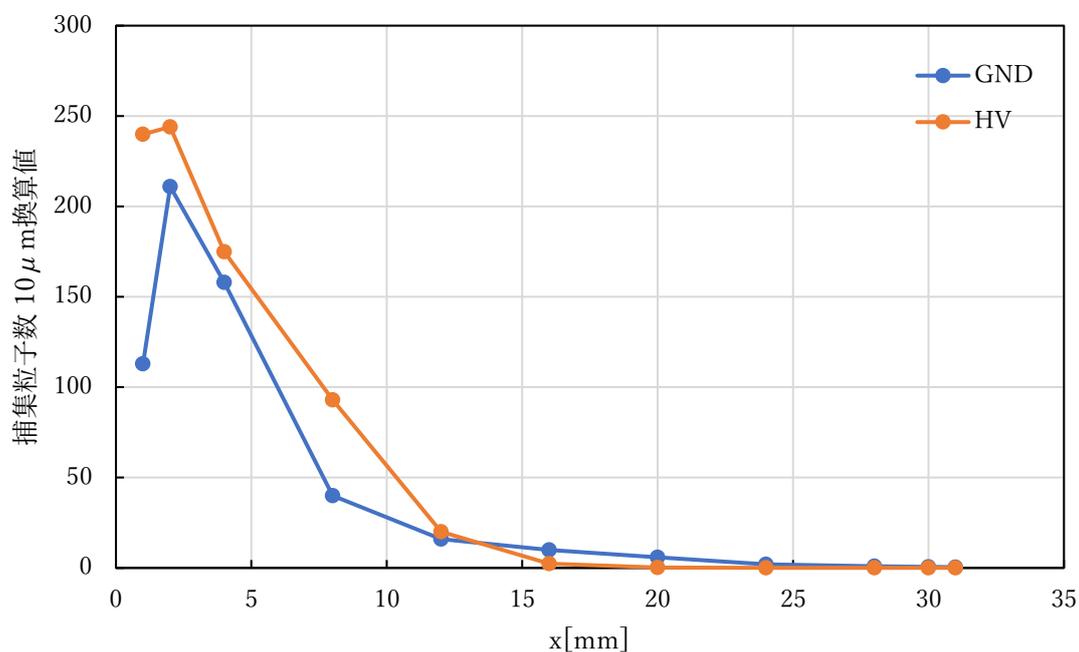


図 5-45 被覆あり荷電部 粒子数測定時の閾値 彩度下限値

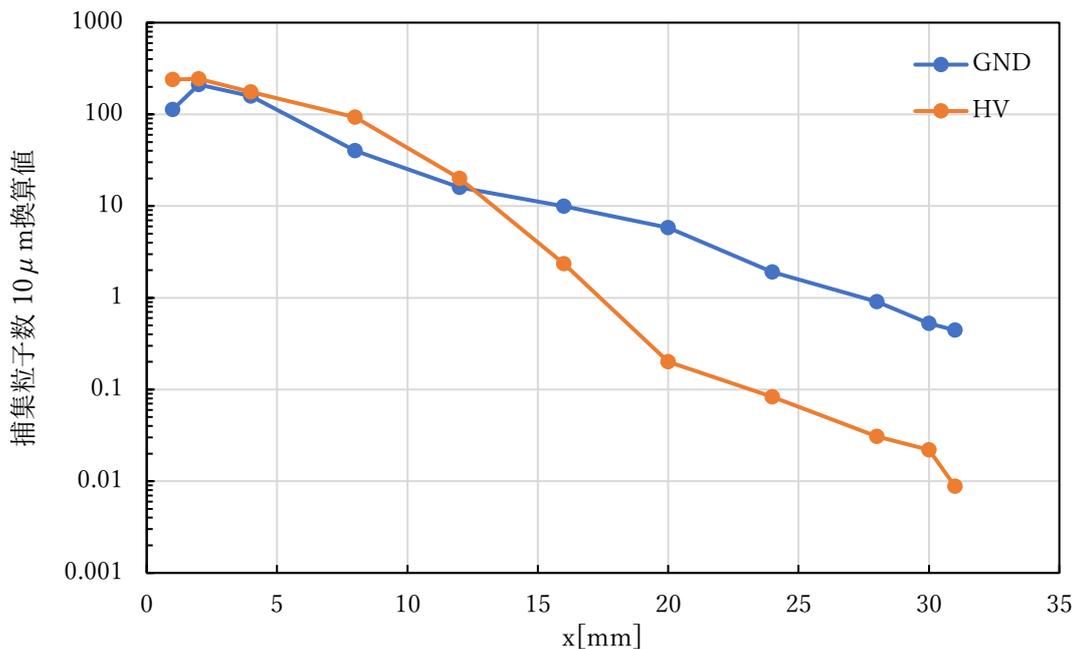
粒子数が多すぎると目視で確認できる状態と異なるので、上流側については最大粒径範囲である  $10\mu\text{m}$  超を基準として、中流域では  $5\text{-}10\mu\text{m}$ 、さらに個数が 10 個を下回り統計的な誤差が大きくなる下流域では  $2\text{-}5\mu\text{m}$  粒子を基準としてコレクタ奥行方向の位置による分布を整理した。被覆なし荷電部のときと同様に、小径粒子数を  $10\mu\text{m}$  超の粒

子数に換算して、相対値として求めて図 5-46 に示す。

上流域では GND と HV の捕集粒子数は拮抗しているが、下流域では GND の方が 1 桁以上多くなっている。全体の捕集粒子数は上流域での捕集量が多数を占めるので、やや HV シートの捕集の方が多い、すなわち負極に帯電しているものの方が多いことが分かった。また、全体の量から最下流ではわずかだけが捕集されているので、透過している粒子が少ないことが分かった。また、コレクタの奥行がさらに長いときに GND シートばかりに捕集されるであろうことが分かるので、透過した粒子の極性がほとんど正極であることが予想される。



(b)縦軸線形表示



(b)縦軸対数表示

図 5-46 被覆あり荷電部 コレクタシート奥行位置と粒子捕集数  
( $10\mu\text{m}$  超粒子換算値)

これらの極性ごとの特性を表 5-6 に整理した。表中，シートに捕集された粒子数のうち，マイクロスコップで観測した数は倍率 500 倍の画角の面積  $0.046\text{mm}^2$  あたりの数である。パーティクルカウンタで計測した数はサンプリング量  $1.1\text{L}$  あたりの個数濃度である。帯電数は帯電量[C]を電気素量  $1.6 \times 10^{-19}[\text{C}]$  で除した値である。計算にあたり，次の仮定を置いた。

透過率が小さい場合に，最下流で捕集される粒子数は透過粒子数の  $1/2$  乗に比例する。

対象としている粒子は十分大きく，捕集されなかった粒子も帯電量が 0 である可能性は低く，コレクタが十分長ければ捕集されると考える。それぞれの極性の帯電量を考えるときに，捕集された位置の分布を調べることで，さらにコレクタが長かった時に捕集される量として，透過した粒子の帯電量を考えることができる。

また，重量濃度ピーク  $2.3\mu\text{m}$  を含むパーティクルカウンタの粒径範囲  $2\text{-}5\mu\text{m}$  粒子を対象として計算するが，粒子数が HV シートに捕集される粒子数が少なく統計誤差が大きいため，比率がほとんど変わらない  $1\text{-}2\mu\text{m}$  粒子との和を取り，精度を向上させた。

なお，表中の計算方法を示すため，数値の後に a~i の記号と，計算式を付記した。

表 5-6 帯電極性の粒子数, 帯電量計算

捕集シート極性	GND	HV	合計	単位
粒子帯電極性	正極	負極		
10 $\mu\text{m}$ 超換算粒子数	557.5	774.7	1332.2	pcs/0.046mm <sup>2</sup>
捕集粒子数比率	41.8% a	58.2% b	100%	
x=31mm での 2-5 $\mu\text{m}$ 捕集粒子数	101	2	103	pcs/0.046mm <sup>2</sup>
x=31mm での 1-2 $\mu\text{m}$ 捕集粒子数	252	4	256	pcs/0.046mm <sup>2</sup>
同 1-5 $\mu\text{m}$ 捕集粒子数(2 乗)	353 (124609)	6 (36)	359 (124645)	pcs/0.046mm <sup>2</sup>
2 乗数比率	99.971% f	0.029% g	100%	
2-5 $\mu\text{m}$ 室内粒子数			8689 c	pcs/1.1L
2-5 $\mu\text{m}$ 粒子透過率			0.12% d	
2-5 $\mu\text{m}$ 粒子集じん効率			99.88% e	
2-5 $\mu\text{m}$ 捕集粒子数	3632.1 a*c*e=h	5046.8 b*c*e=i		pcs/1.1L
2-5 $\mu\text{m}$ 透過粒子数	10.42 c*d*f=j	0.0030 c*d*g=k	10.42	pcs/1.1L
各極性粒子の透過率	0.286% j/(j+h)	0.000060% k/(k+i)		
代表粒径 2.3 $\mu\text{m}$ としたときの帯電量	3.846*10 <sup>-17</sup>	9.412*10 <sup>-17</sup>		C
同帯電数	240.4	588.2		
比率(相対)	1	2.45		

被覆あり荷電部の荷電極性(粒子の帯電極性)は、正極:負極が41.8%:58.2%と負極が約1.4倍であった。また、各極性の帯電量の比率は、負極が2.45倍であった。これらは粒径2.3 $\mu\text{m}$ についての値であるが、マイクロ스코プの計測による捕集数は粒径ごとに相似の関係にあるので、極性の粒子数比率、帯電量比率は、粒径が異なっても2.3 $\mu\text{m}$ の値と大きく違わないとみられる。放電極のワイヤに正極高電圧を印加しているにも関わらず、負極に荷電される粒子が多いことから、従来の荷電メカニズムとは異なり、被覆された接地電極から発する放電によって生成した負極イオンと粒子が接触して荷電している、そしてワイヤでのコロナ放電により生成された正極イオンとの衝突とも共存していると考えられる。

## 5-4 オゾン生成量

### 5-4-1 試験方法とバックグラウンド(BG)

試験方法を以下に述べる。

気積 30m<sup>3</sup>の試験室内を 25°C, 60%程度に暖房, 加湿した。オゾンモニターによって室内濃度(バックグラウンド, BG)を測定した。送風ファンの入力電圧, 電流と風量の関係を測定し, 荷電極性確認試験時の風量と同じになるファン電圧を求めた。風量を 32.2m<sup>3</sup>/h に合わせた。試験品荷電部の印加電圧を調整し, 荷電極性確認試験時の電流を含む範囲に電流を変化させながら, 出口粒子濃度測定部にオゾンモニターのサンプリングチューブを挿入, 値を読み取った。1 分おきに室温, 湿度, 気圧, 電流, オゾン濃度を測定した。オゾン濃度が安定し, 4 点程度のデータが取得できたところで, 印加電圧を変え, 電流を変化させた。最大電流で測定した後に, 風量を 53.1m<sup>3</sup>/h に変えて, 測定した。

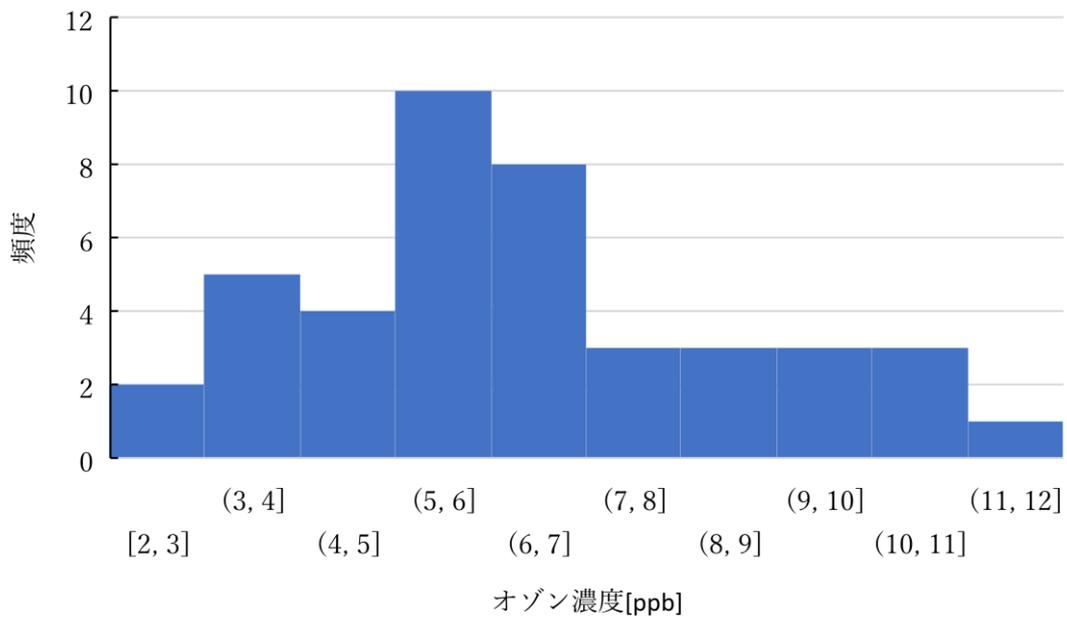
オゾンモニターの感度に対してオゾン濃度が低いため, 精度を高めるために低い風量で測定をした。また, 風量の変化によって生成量が一定に保たれていることの確認, および荷電量測定時と同風量でのオゾン量を測定するために, 定格風量 53.1m<sup>3</sup>/h で測定した。再びバックグラウンド濃度を測定した。

対照品として, 被覆なし荷電部のオゾン濃度を測定した。定格風量 53.1m<sup>3</sup>/h, 75 $\mu$ A で測定後, 風量を 32.2m<sup>3</sup>/h に変更, 電流を下げ, 電流対オゾン濃度の関係のデータを取得した。被覆あり荷電部の試験品を測定したときの低い電流まで電流を下げて, 同電流で比較ができるようにした。バックグラウンド濃度を測定する。平均値が精度よく求まるように, ヒストグラムを作成するために 20 点程度のデータを取った。

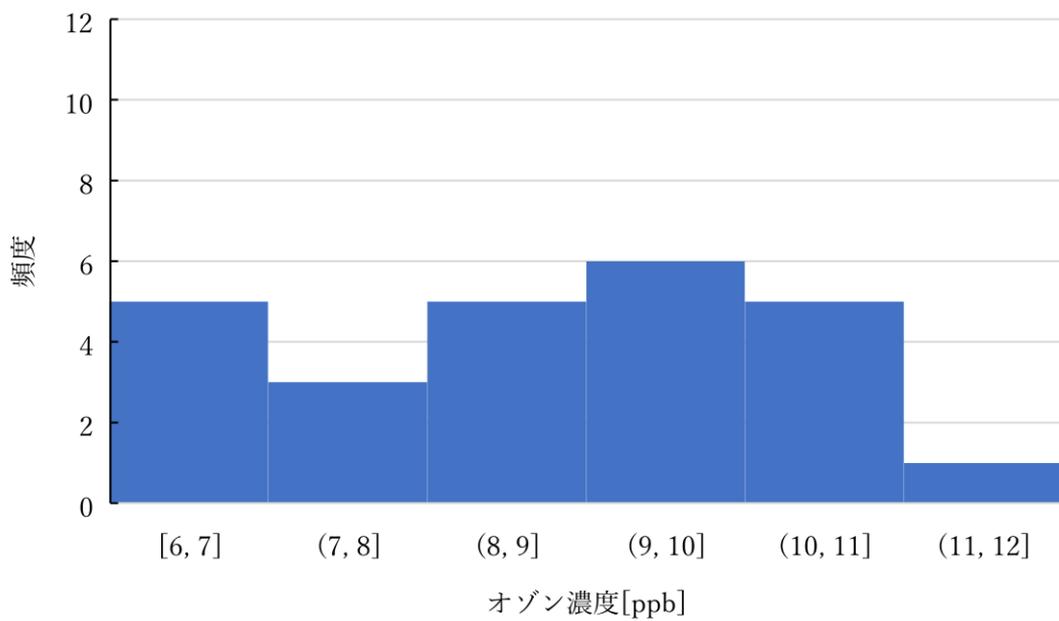
図 5-47 にバックグラウンド濃度の測定結果のヒストグラムを示す。(a)は試験品の高圧電源を OFF して, 図 1 のサンプリング位置で捕集した場合(n=42), (b)は吸込み近傍のダクト外で捕集した場合(n=25)である。表 5-7 に平均, 標準偏差, 標準誤差を計算した結果をまとめた。BG 濃度には, 室内濃度と試験品の高電圧電源を OFF にした状態での通常のサンプリング位置での濃度に 2.3ppb の差が出た。試験品の低濃度時の測定値が 10ppb 程度であり, 2ppb の差は無視できない。試験品のオゾン生成量を求める目的に対しては, 荷電部 ON/OFF の差が BG としてふさわしい。よってダクト内の平均値 6.8ppb を BG の値として採用した。なお, この差の原因としては, ダクト内での壁面への衝突, 気流による攪拌で自己分解が促進されるなどの影響が考えられる。

表 5-7 BG オゾン濃度 単位[ppb]

	平均値	標準偏差 $\sigma$	標準誤差 $\sigma/\sqrt{n}$
ダクト内	6.83	2.35	0.36
ダクト外	9.16	1.68	0.34



(a)ダクト内サンプリング BG 試験品高圧電源 OFF 28.1°C 70.7%RH 1009.5hPa



(b)ダクト外サンプリング BG 28.1°C 69.3%RH 1009.7hPa

図 5-47 BG オゾン濃度測定

#### 5-4-2 試験品「被覆あり」荷電部のオゾン生成量

オゾン低減を目的とした試験品である「被覆あり」荷電部について、印加電圧を変化さ

せたときの電流とオゾン濃度の時間変化を図 5-48 に、そのときの温度、湿度、気圧の変化を図 5-49 に示す。環境条件はほぼ一定であることが確認できるが、相対湿度の上昇に伴い、電流の増加がみられた。なお、風量を 14:17 以降 32.2m<sup>3</sup>/h から 53.1m<sup>3</sup>/h に変更した。

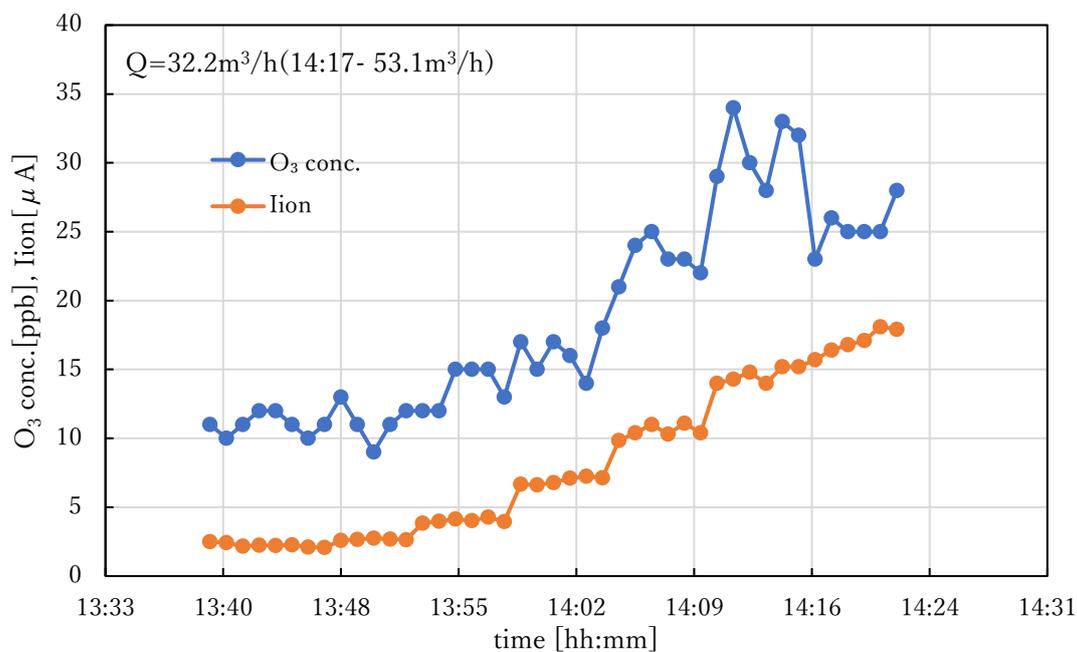


図 5-48 電流とオゾン濃度の時間変化

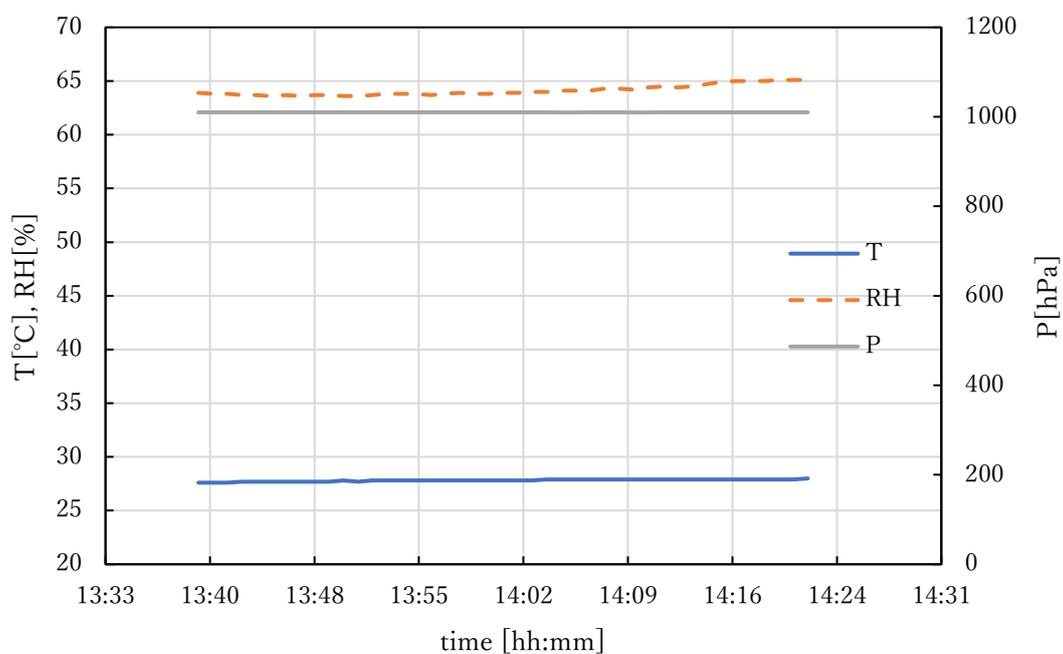


図 5-49 温度、湿度、気圧の時間変化

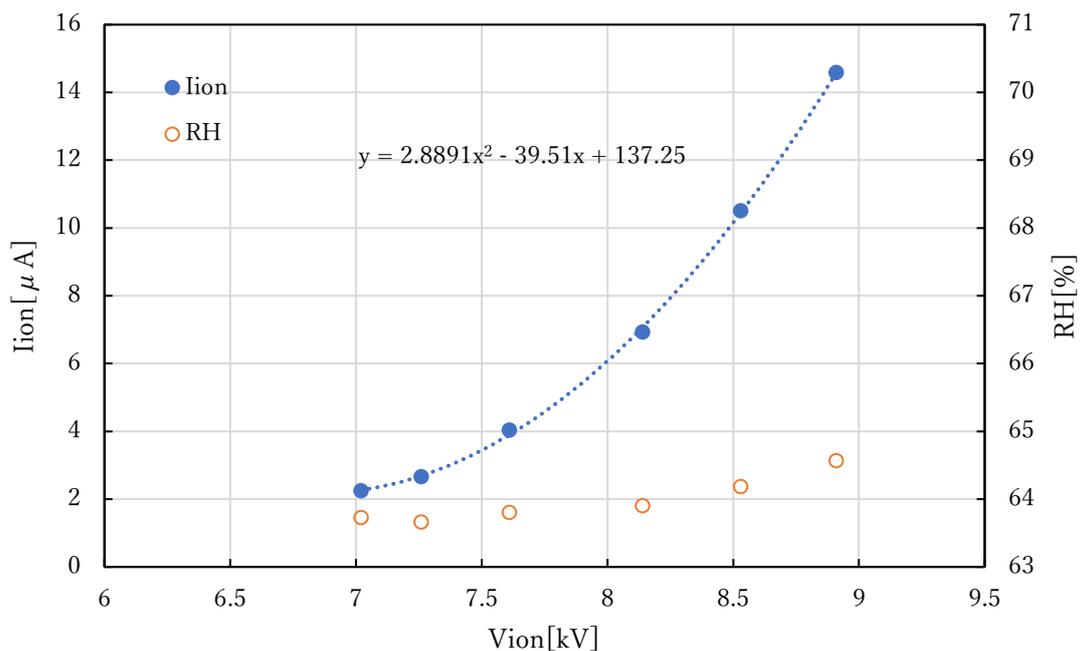


図 5-50 被覆あり荷電部の V-I 特性

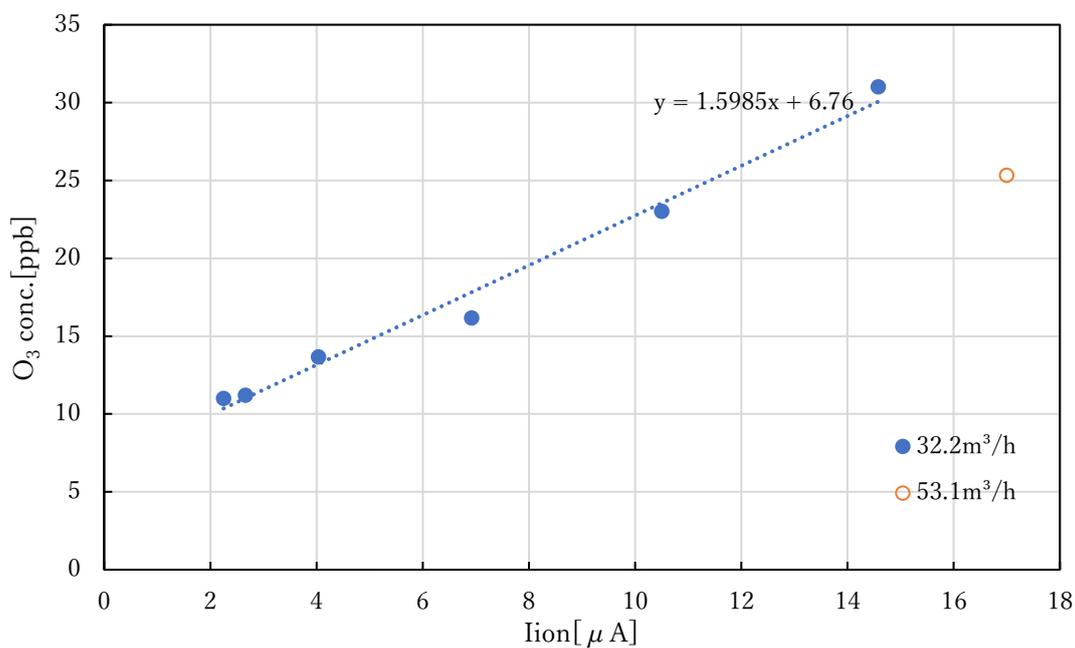


図 5-51 電流とオゾン濃度の関係(オフセット未控除)

電圧-電流特性を図 5-50 に示した。測定時点での相対湿度も併せて記した。電流とオゾン濃度の関係を風量ごとに図 5-51 に示した。オゾン濃度はオフセットを差し引く前の値であり、直線近似の切片 6.76ppb は、BG の値 6.8ppb とよく一致している。図 5-52 は、BG の値を引いた濃度との関係である。同一風量に対して、ほぼ原点を通る比例関係がみ

られる。風量とオゾン濃度の積であるオゾン生成量と電流の関係を図 5-53 に示した。32.2m<sup>3</sup>/h に対して、53.1m<sup>3</sup>/h の方が 1 割程度オゾン生成量が大きいが、ほぼ同一の比例直線に乗っている。試験を行った範囲の風量はオゾン生成量に影響しない。

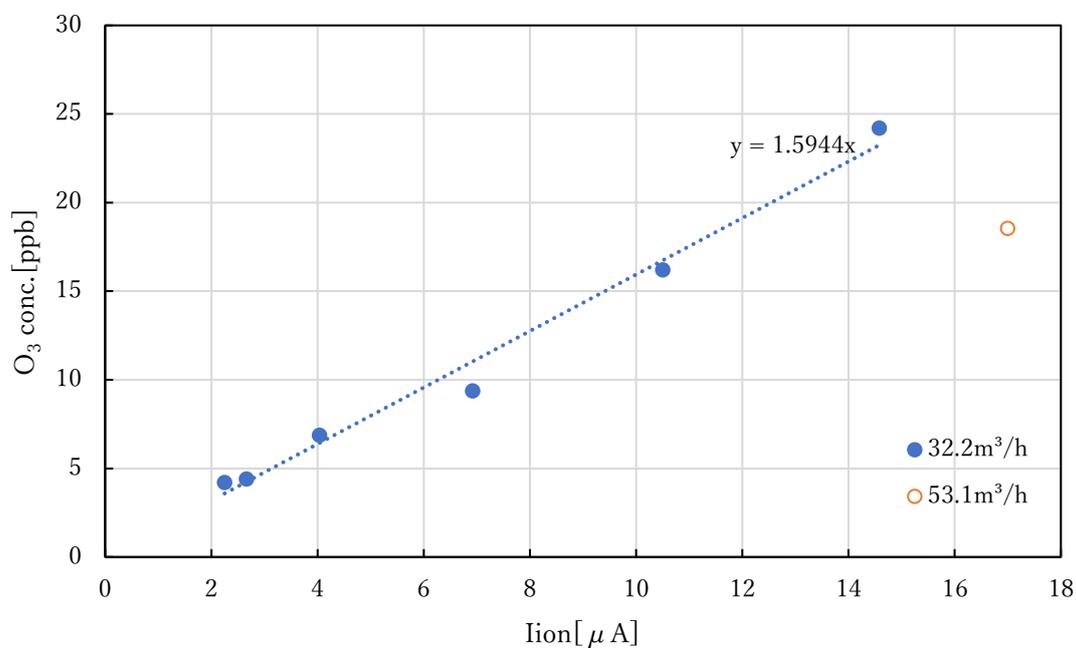


図 5-52 電流とオゾン濃度の関係(オフセット控除)

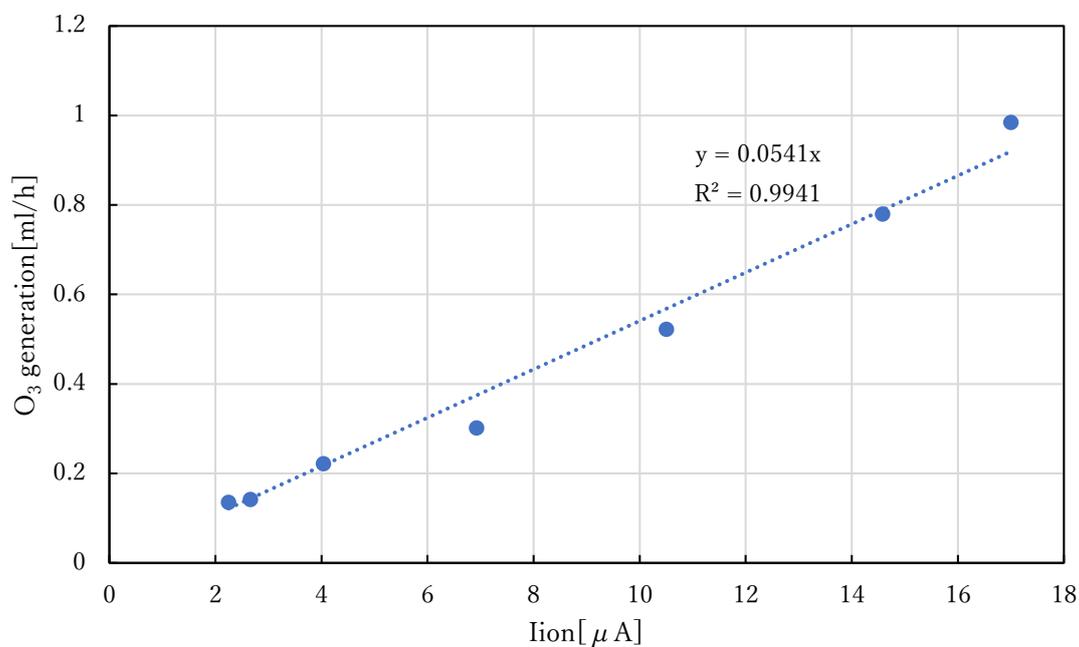


図 5-53 電流とオゾン生成量の関係

図 5-54 に電流と印加電圧の積として求めた電力とオゾン生成量の関係を示す。本来的にオゾン生成量は電流ではなく、電力と比例すると言われている。しかし、コロナ放電では放電開始電圧直後以外は電流の変化に対して電圧の変化は少ない。よって、電流に対する関係と電力に対する関係に大きな違いがない。図 5-53 と図 5-54 の比較でも、比例近似の決定係数  $R^2$  は 0.9941 から 0.9956 に微増するにとどまっている。

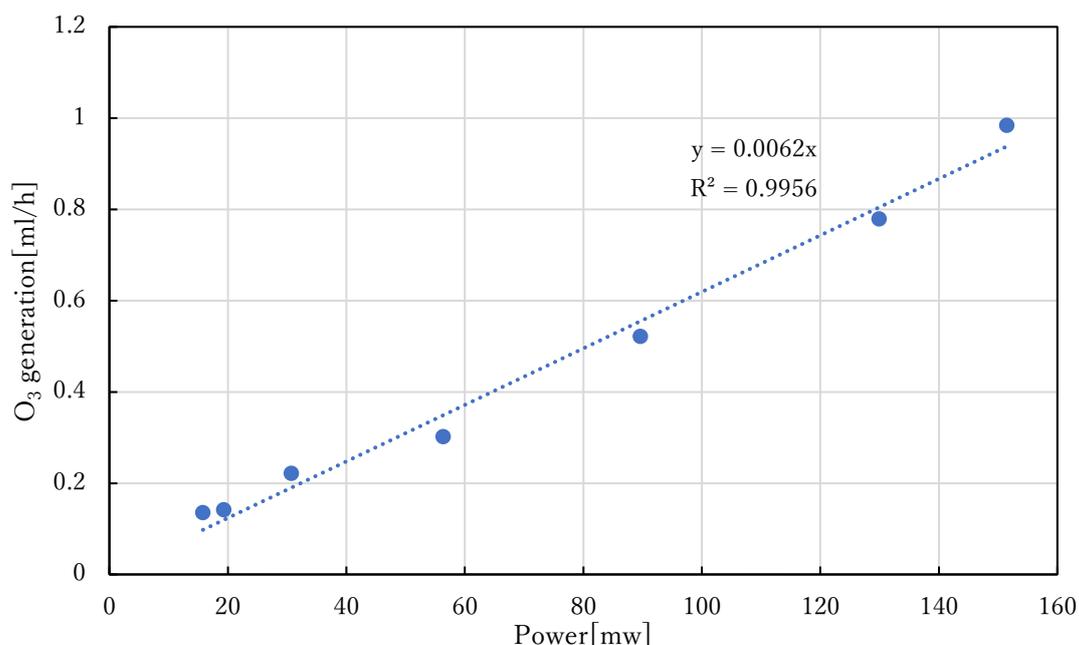


図 5-54 電力とオゾン生成量の関係

#### 5-4-3 対照「被覆なし」荷電部のオゾン生成量

次に、低オゾン荷電部の試験品の対照として、従来技術である「被覆なし」荷電部について同様にオゾン量の測定を行った。被覆なし荷電部の定格動作条件は、4.7kV, 75  $\mu$ A, 53.1m<sup>3</sup>/h(正確には 53.25m<sup>3</sup>/h であるが、ファン電圧による制御でこの差を極めるのは困難)である。試験は 75  $\mu$ A に合わせて、このときの 4.7kV 印加時を一定のまま、風量を 32.2m<sup>3</sup>/h でオゾン濃度測定。その後 53.1m<sup>3</sup>/h に変更。次に電流を変化させる前に、測定精度を確保するために濃度を上げる目的で再度風量を 32.2m<sup>3</sup>/h にし、再現を確認した。その後、電流を 30  $\mu$ A, 8  $\mu$ A, 2  $\mu$ A 程度を狙って変化させた。

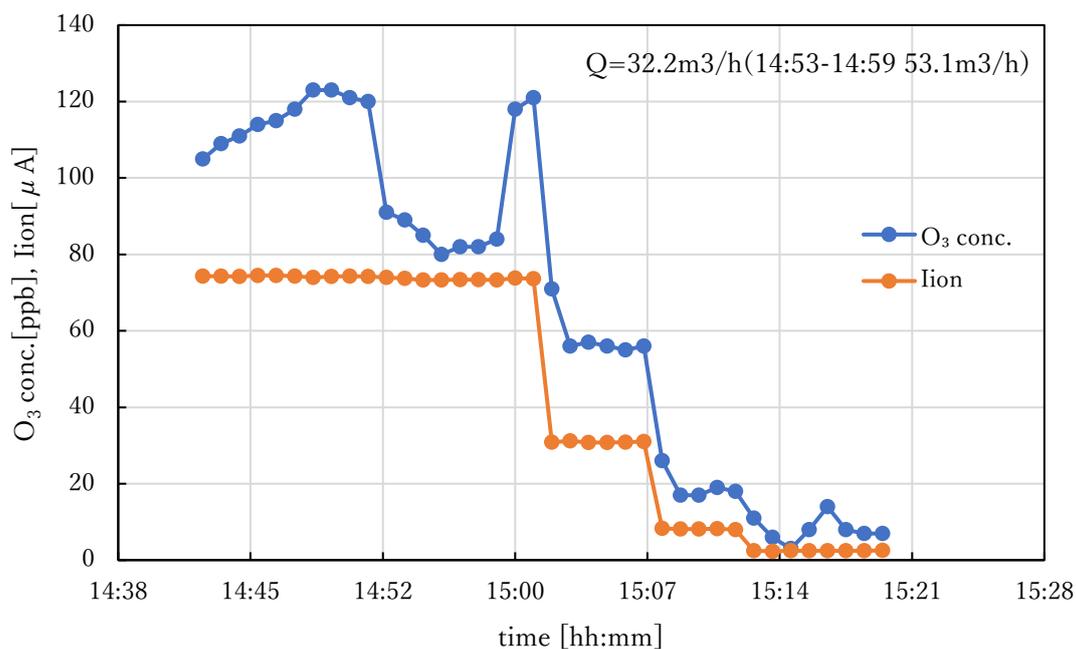


図 5-55 被覆なし荷電部の電流とオゾン濃度の時間変化

図 5-55 は電流とオゾン濃度の時間変化，図 5-56 は室温，湿度，気圧の時間変化である。14:53 から 14:59 の間が風量 53.1m<sup>3</sup>/h であり，この間，オゾン濃度が低くなっている。湿度は時間とともに 67%から 70%へ，ゆっくりと上昇した。

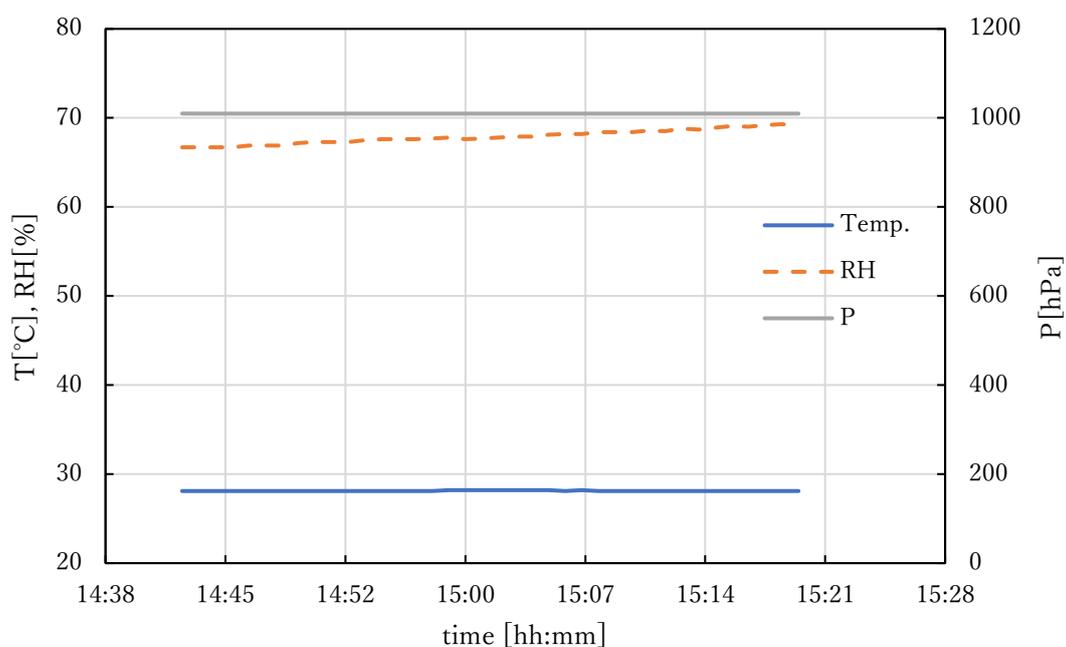


図 5-56 温度，湿度，気圧の時間変化

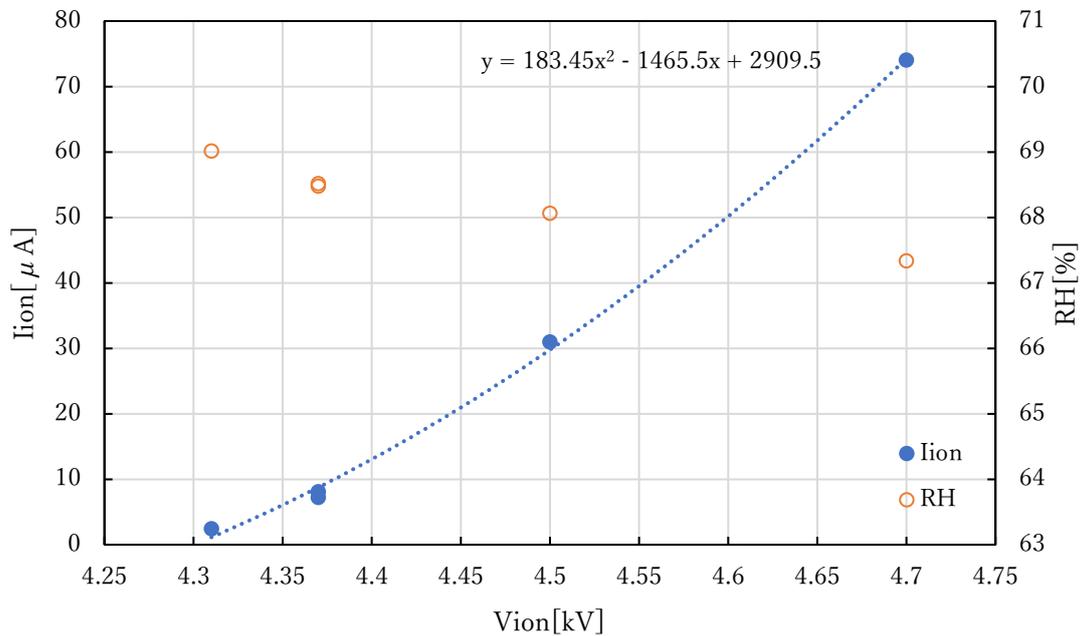


図 5-57 被覆なし荷電部の電圧-電流特性

図 5-57 は被覆なし荷電部の電圧-電流特性である。測定時点の湿度を併せて記載した。電圧、電流を下げながら測定を行ったので、時間とともに増加した湿度は、電圧に対しては図のような変化となった。

図 5-50 の被覆あり荷電部の V-I 特性と比較すると、被覆あり荷電部で印加電圧が大きいことのほかに、被覆あり荷電部では放物線が電流ゼロの軸に接していないことが分かる。図 5-57 は従来型の荷電部であり、通常のコロナ放電の V-I 特性を示しているが、被覆あり荷電部では、放電電気特性も従来型とは異なっていることが分かる。

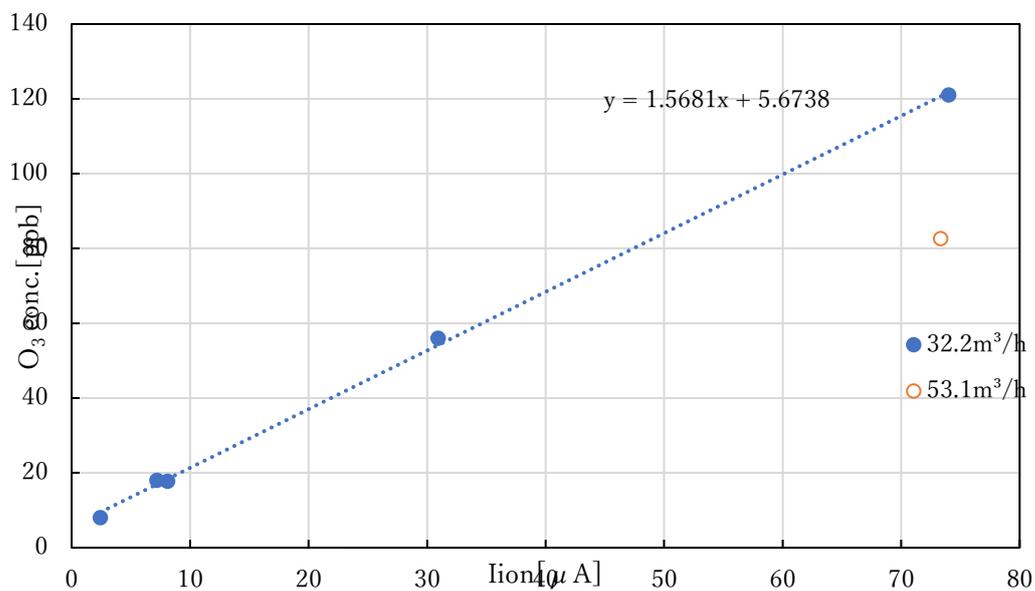


図 5-58 電流とオゾン濃度の関係(オフセット未控除)

図 5-58 はオフセットを差し引く前の電流とオゾン濃度の関係である。電流とオゾン濃度は直線で近似でき、オフセットとなる切片は 5.7ppb である。独立で求めた BG の 6.8ppb と近い値であり、測定時間にわたり、室内濃度がほとんど変化していないことが示された。

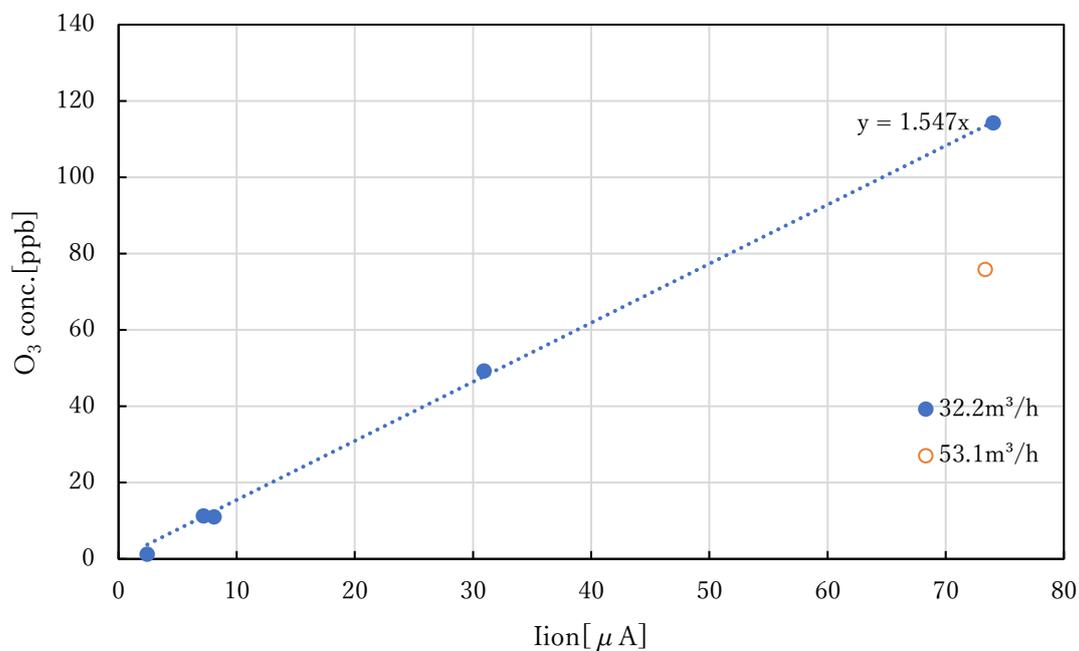


図 5-59 電流とオゾン濃度の関係(オフセット控除)

図 5-59 に BG の値として 6.8ppb を差し引いたオゾン濃度と電流の関係を示した。原点を通る比例の関係にあることが分かる。

図 5-60 に、風量とオゾン濃度の積であるオゾン生成量を電流との関係で示した。被覆なし荷電部の場合も、被覆あり荷電部の場合と同様に、32.2m<sup>3</sup>/h の風量のとくと比べて、53.1m<sup>3</sup>/h では約 1 割オゾン生成量が多くなっている。しかし、全体的な傾向としては、風量に関係なく、同一の比例直線上に乗っている。

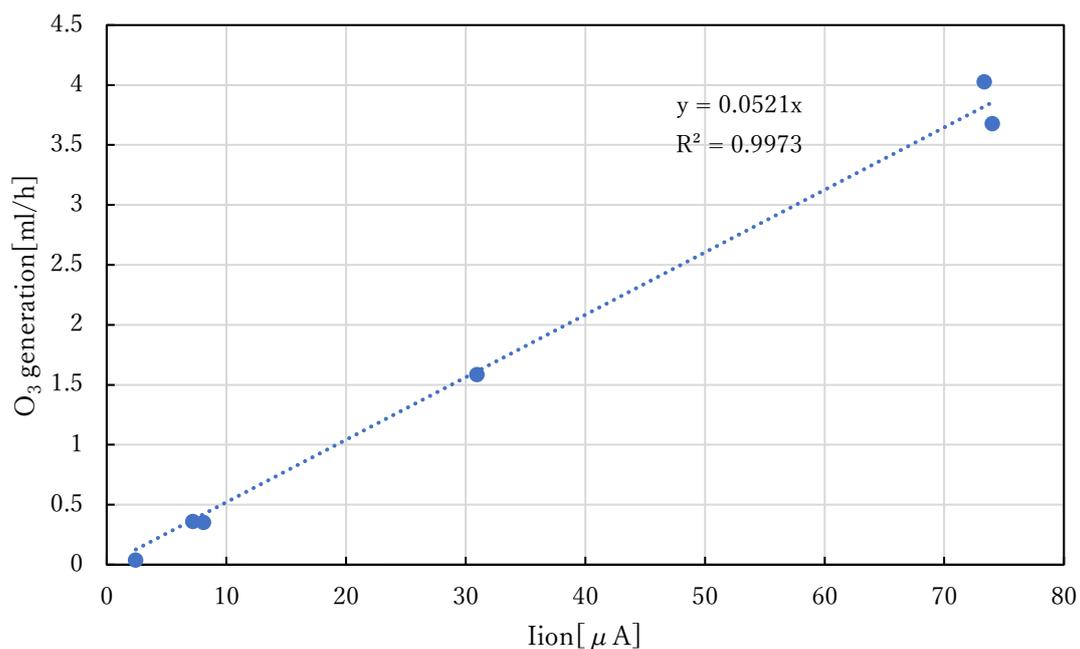


図 5-60 電流とオゾン生成量の関係

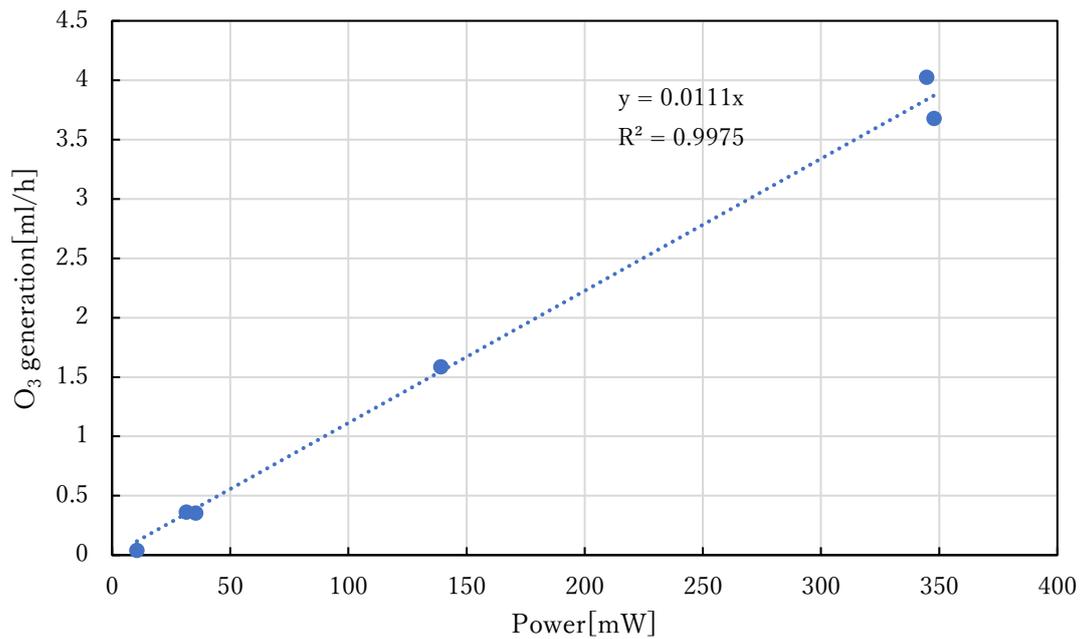


図 5-61 電力とオゾン生成量の関係

図 5-61 は印加電圧と電流の積で求めた電力に対するオゾン生成量の関係である。図 5-60 の電流に対する関係とほぼ同じ形になることは、被覆あり荷電部での関係と同じである。

#### 5-4-4 被覆有無の比較

被覆あり荷電部と被覆なし荷電部の電流とオゾン生成量の関係のグラフを一つにまとめたものが図 5-62 である。被覆あり荷電部では電流を多く流すことができないので、被覆なし荷電部に比べ、データの電流範囲が狭い。両者は同一の比例関係であった。被覆の有無にかかわらず電流とオゾン生成量の関係は同じなので、電流低減率はオゾン低減率と同じとなる。被覆なし荷電部に比べて電流を 1/10 にできれば、オゾン生成量も 1/10 になる。

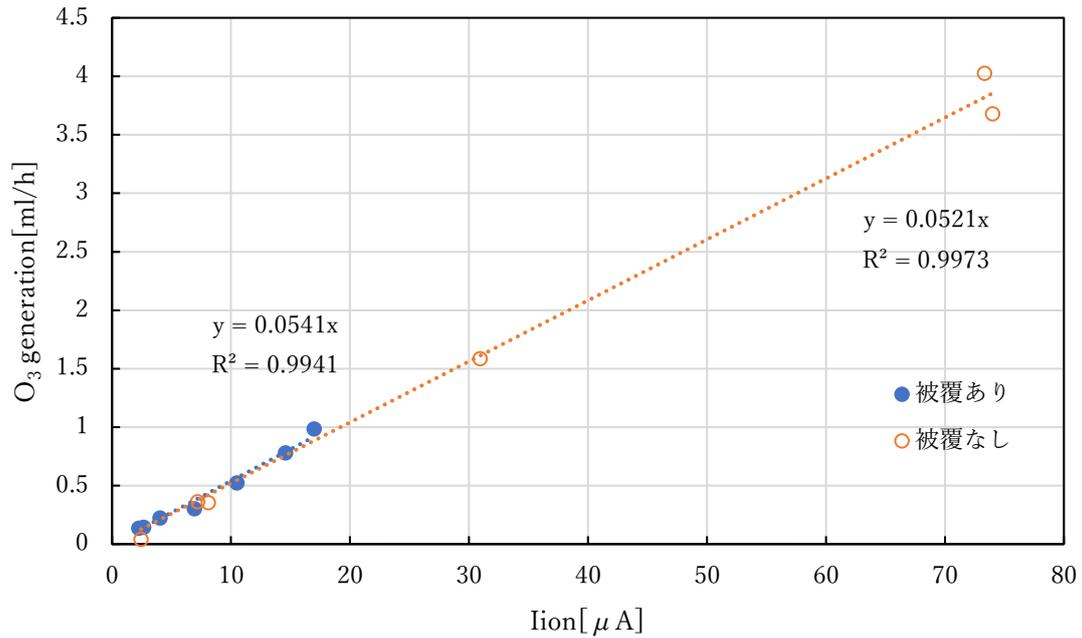


図 5-62 電流とオゾン生成量の関係

### 5-5 オゾン低減率の算出

荷電極性確認試験の際に、大気じんおよび JIS 試験粉体を使用して透過率を測定した結果を表 5-8 にまとめた。透過率からコレクタ条件に従って求めた荷電量と、荷電部の電気条件から求めた理論荷電量を透過率  $1-\eta$  に続けて書いた。なお、被覆あり荷電部の理論荷電量は、被覆なしの従来のコロナ放電として計算した。被覆あり荷電部の実測荷電量と理論荷電量の比が、被覆による荷電量の増大、荷電効率の上昇に相当する。

表 5-8 被覆有無の透過率、荷電量測定結果と従来荷電部として計算された理論荷電量

#	被覆	試験粒子	風量 m <sup>3</sup> /h	電流 μA	Vcoll kV	1-η 粒径範囲[μm]				q[C] 粒径範囲[μm]			
						0.3-0.5	0.5-1	1-2	2-5	0.3-0.5	0.5-1	1-2	2-5
1	なし	大気じん	53.1	75	3.1	23.8%	14.8%	5.8%	1.9%	4.13E-18	1.04E-17	3.38E-17	8.79E-17
2		JIS粉体	53.1	73.8	3.1	23.3%	13.5%	5.9%	2.3%	3.59E-18	1.01E-17	2.94E-17	7.02E-17
3	あり	大気じん	32.2	0.87	5.5	13.6%	14.4%	11.3%	6.1%	1.95E-18	3.58E-18	8.8E-18	2.1E-17
4		JIS粉体	32.2	3.44	5.5	0.55%	0.46%	0.21%	0.107%	4.37E-18	9.22E-18	2.18E-17	4.33E-17
5			32.2	3.67	4.7	0.77%	0.56%	0.21%	0.092%	4.78E-18	1.04E-17	2.55E-17	5.18E-17
6			32.2	4.39	3.1	3.7%	2.5%	1.0%	0.49%	4.93E-18	1.12E-17	2.86E-17	5.97E-17
7			53.1	7.94	3.1	27.5%	21.9%	12.6%	5.5%	3.18E-18	7.61E-18	2.14E-17	5.37E-17

表 5-8 (続き)

#	理論値q[C] 粒径範囲[ $\mu\text{m}$ ]				実測q/理論q			
	0.3-0.5	0.5-1	1-2	2-5	0.3-0.5	0.5-1	1-2	2-5
1	3.99E-18	1.04E-17	3.34E-17	1.07E-16	1.035	0.997	1.012	0.820
2	3.39E-18	9.95E-18	3.55E-17	1.15E-16	1.059	1.013	0.828	0.612
3	2.34E-19	6.52E-19	2.21E-18	6.93E-18	8.350	5.487	3.979	3.034
4	6.34E-19	1.92E-18	6.8E-18	2.11E-17	6.896	4.794	3.207	2.054
5	6.34E-19	1.92E-18	6.8E-18	2.11E-17	7.547	5.405	3.753	2.457
6	6.34E-19	1.92E-18	6.8E-18	2.11E-17	7.771	5.805	4.204	2.834
7	4.15E-19	1.28E-18	4.59E-18	1.43E-17	7.660	5.937	4.658	3.768

表 5-9 に荷電量計算に用いた諸元をまとめた。想定物質は先行研究の際に理科年表から採用した値であり，JIS 粉体は粉体を製造している団体の公表データである。

表 5-9 荷電量計算に用いた諸元

粒径係数は Del/Dop\*

粒径範囲[ $\mu\text{m}$ ]	大気じん				J I S 粉体			
	0.3-0.5	0.5-1	1-2	2-5	0.3-0.5	0.5-1	1-2	2-5
幾何平均[ $\mu\text{m}$ ]	0.387	0.707	1.414	3.162	0.387	0.707	1.414	3.162
粒径係数	0.92	0.86	0.84	0.70	0.84	0.84	0.84	0.70
比重[kg/m <sup>3</sup> ]	2200		1400		3000			
比誘電率	3		2.5		3			
想定物質	黒鉛，土(乾)		砂(乾)		シリカ，アルミナ，酸化鉄			

「3-4 非球形粒子の影響」で述べたように，非球形粒子がパーティクルカウンタで計測される粒径と空気力学粒径とが異なることが分かっている。また，大気じんの場合のそれらの差異について実測しているので，その値を利用して粒子径を補正した。電気集じんのコレクタで空気力学粒径として観測される粒径 Del とパーティクルカウンタで計測される光学粒径 Dop の比を表したものが図 5-59(図 3-39 からの抜粋)である。Del には，荷電部で荷電される際に，粒子の鋭角凸部から空気中に放電されることで減少する電荷の影響も含まれている。

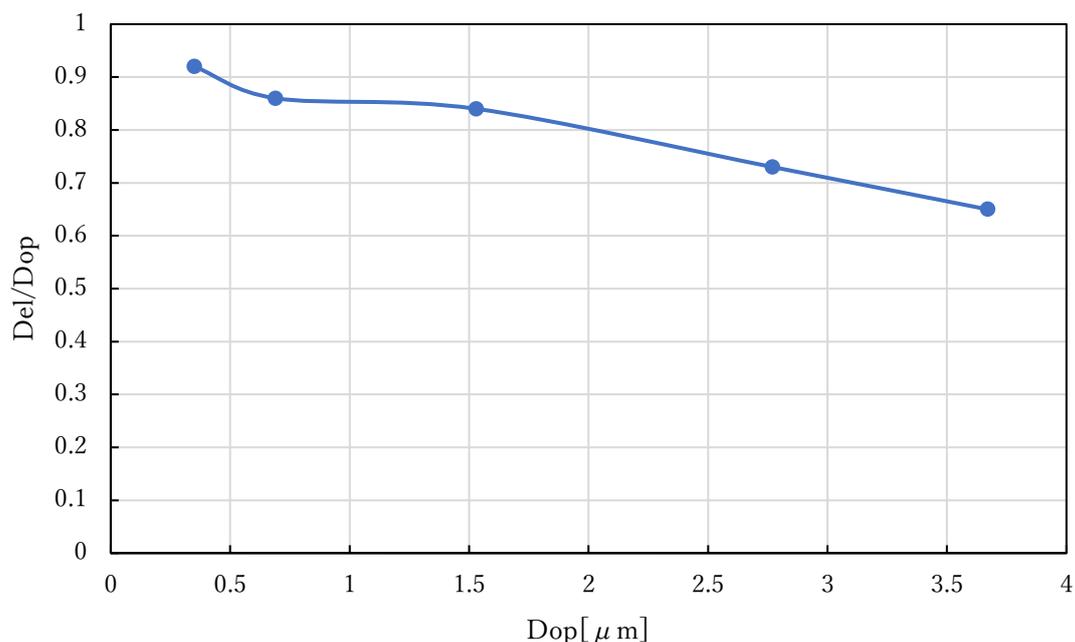


図 5-63 大気じんの電気集じん径 Del と  
パーティクルカウンタでの計測粒径 Dop の関係

図 5-63 の実測点の値と、表 5-9 の粒径範囲の幾何平均に相当する値を表 5-10 にまとめた。(b)の Del/Dop の値が表 5-9 の大気じん粒径係数である。表 5-9 の JIS 粉体粒径係数は、大気じんの  $1\mu\text{m}$  以上の主成分が JIS 粉体の関東ローム層砂礫と同じと考えて求めた。 $1\mu\text{m}$  以上の範囲は大気じんと同じ値とし、 $1\mu\text{m}$  未満は大気じんの  $1\text{--}2\mu\text{m}$  と同じ値とした。

表 5-10 非球形粒子の粒径比較「大気じん」

(a) 実測値

Dop	$\mu\text{m}$	0.35	0.69	1.53	2.77	3.67
Del/Dop	—	0.92	0.86	0.84	0.73	0.65

(b) 幾何平均粒径での値

Dop	$\mu\text{m}$	0.387	0.707	1.414	3.162
Del/Dop	—	0.92	0.86	0.84	0.70

図 5-64 に被覆なし荷電部での理論荷電量と実測荷電量の関係を示した。図 5-65 に被覆あり荷電部の理論荷電量と実測荷電量の関係を示した。4 か所に分散しているプロットは、粒径ごとの値に対応している。

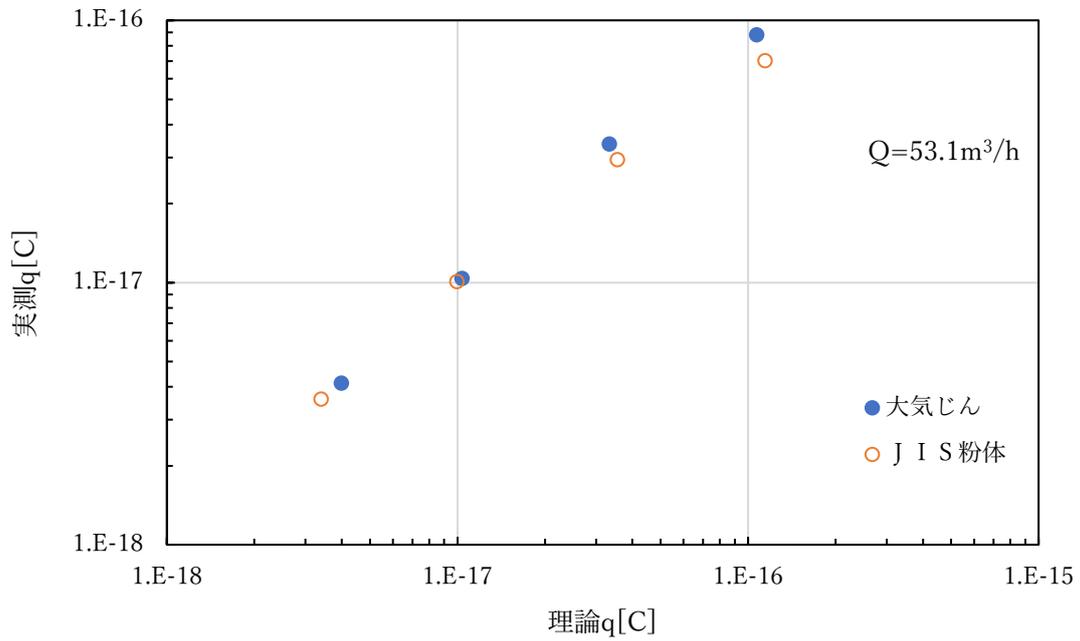


図 5-64 被覆なし荷電部での理論荷電量と実測荷電量の関係

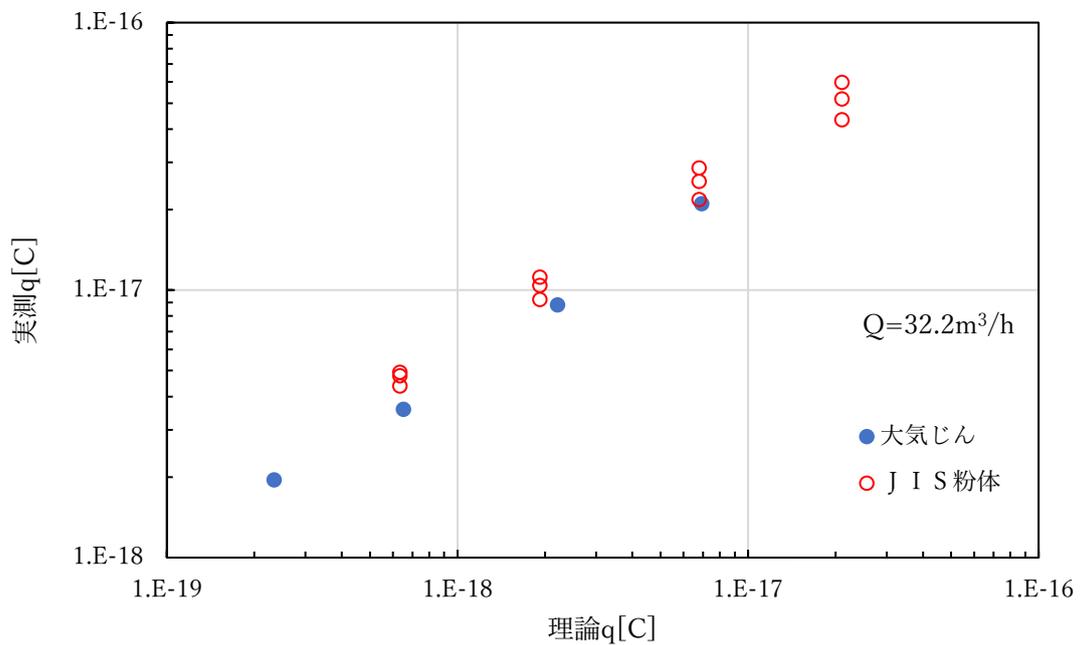


図 5-65 被覆あり荷電部での理論荷電量と実測荷電量の関係

被覆なし荷電部では、実測荷電量(q)/理論荷電量(q)の比が、大気じんの  $0.3\text{-}2\mu\text{m}$  の範囲でほぼ 1 になっている。JIS 粉体の場合には、 $1\text{-}5\mu\text{m}$  の範囲で 1 を下回っている。これは、大粒径の JIS 粉体が小粒子が凝集されていて、かさ密度が低くなっている影響と考

えられる。この密度低下分は理論値に反映されていないので、実際には理論値に用いている粒子速度よりも速く、荷電量が小さくなる。

図 5-65 のデータを、粒径を横軸に、実測荷電量/理論荷電量の比を縦軸にとって、図 5-66 に整理した。風量による違いを図 5-67 に示した。

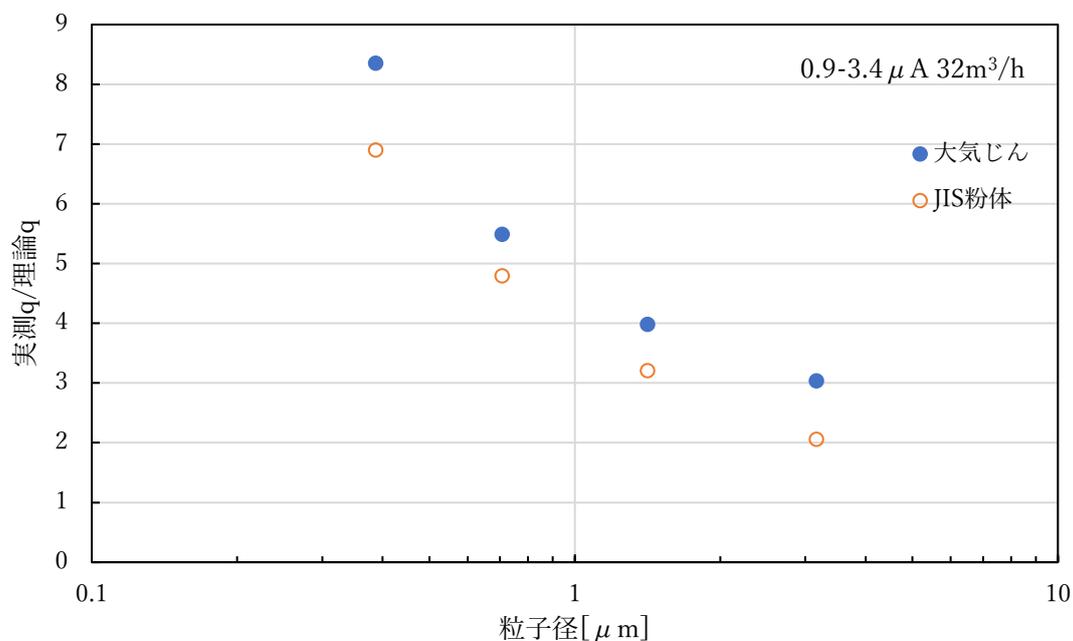


図 5-66 被覆あり荷電部の粒径別の実測荷電量/理論荷電量

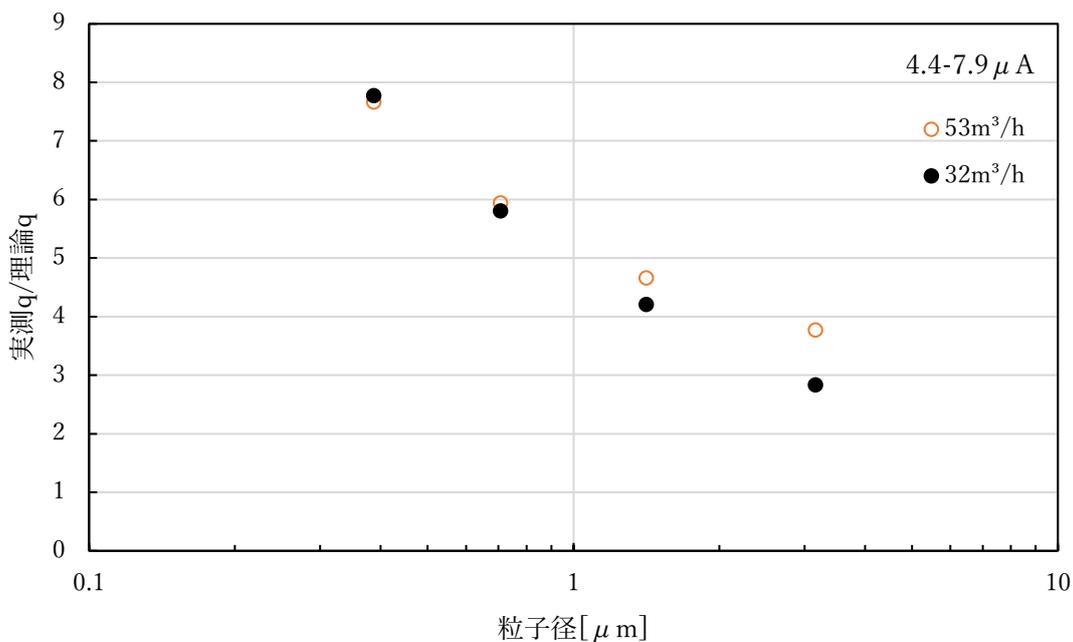
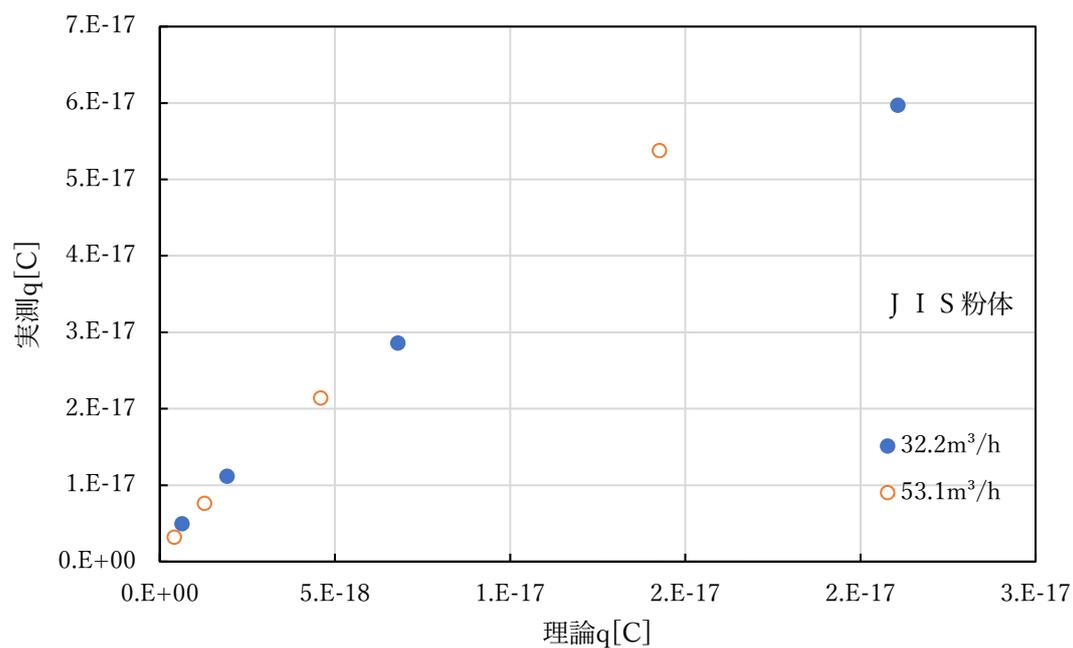
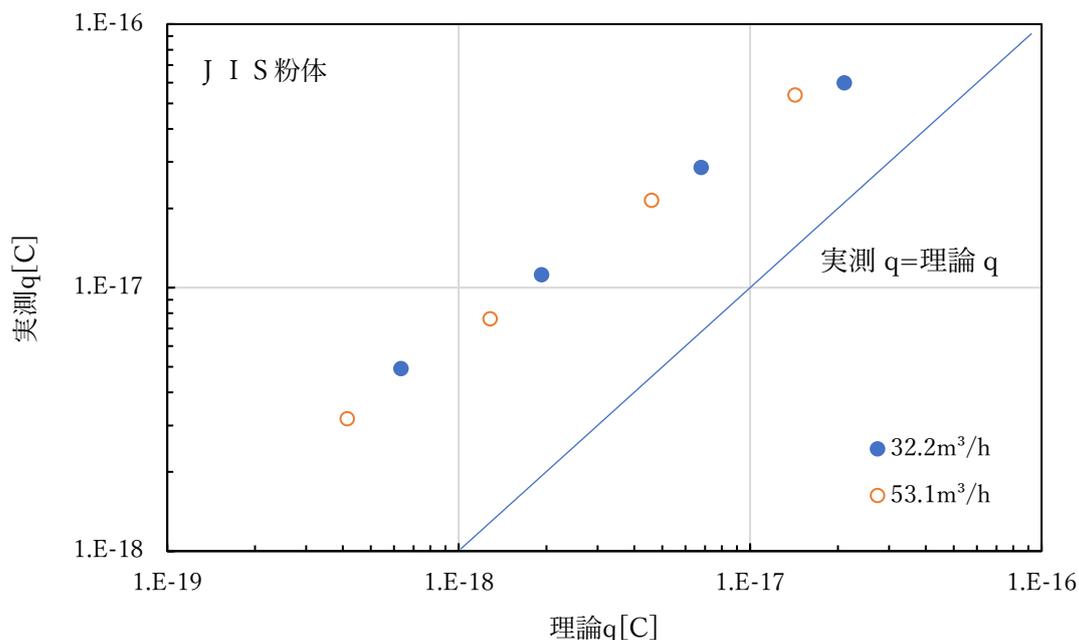


図 5-67 被覆あり荷電部の実測荷電量/理論荷電量の風量による違い

粒径が小さいところでは理論荷電量の 7 倍以上の実測荷電量だが、粒径が大きくなるにしたがってその比率は下がる。測定範囲の粒径全体においてこの傾向が現れるのは、被覆なし荷電部の場合と異なる。JIS 粉体に比べ、大気じんでは実測/理論比率が高いのは、大気じんでの測定の電流の方が小さいことに起因している。これは第 4 章の「絶縁被覆接地電極の荷電モデル」での電流が小さい方が荷電効率の改善効果が大きいという結果と整合する。



(a) 線形目盛表示



(b) 対数目盛表示

図 5-68 被覆あり荷電部の理論荷電量（被覆なし相当）と実測荷電量の関係

図 5-68 は、被覆なしに相当する理論荷電量と被覆あり荷電部の理論荷電量の関係を表したものである。(a)に線形目盛、(b)に対数目盛とした。荷電量の違いは粒径の異なるプロットであり、小さな荷電量は小さな粒径に対応する。2種類の風量の範囲では、風量による違いは小さく、同一の特性とみなせる。図 5-66,5-67 で現れた、粒径の増加とともに実測/理論比率が下がる傾向が、(a)では上に凸の曲線上のプロットとして現れている。また、(b)で直線上に並んでいるプロットは荷電量が大きくなると、実測  $q =$  理論  $q$  の直線に近づく。

これらの荷電量の結果とオゾン生成量の関係を結びつけるために、比較した条件を表 5-11 にまとめた。通常基準として用いる粒径  $0.3\text{-}0.5\ \mu\text{m}$  とし、定格風量とした。定格条件のコレクタでの透過率は 27.5%であり、被覆なし荷電部の定格電流  $75\ \mu\text{A}$  での運転 23.8%よりやや高いが、試験品の被覆あり荷電部の実測条件に合わせた。そのときの荷電量は  $3.18 \times 10^{-18}\text{C}$  であった。

表 5-11 オゾン生成量比較の条件

対象粒子	JIS 試験粉体
粒子径範囲	0.3-0.5 $\mu$ m
	Q=53.1m <sup>3</sup> /h
	q=3.18 $\times 10^{-18}$ C
	V <sub>coll</sub> =3.1kV
	1- $\eta$ =27.5%

この条件でのオゾン生成量の比較を表 5-12 にまとめた。被覆なし荷電部のこの粒径での荷電量の実測値は理論値とよく一致しているのので、電流 65.0 $\mu$ A は理論式から算出した。それぞれの電流に対するオゾン生成量は、図 5-62 の実験結果から求めた。

表 5-12 オゾン生成量の比較

	従来構造(被覆なし)	新構造(被覆あり)	比率(=新/従来)
I <sub>ion</sub> [ $\mu$ A]	65.0	7.94	12.2%
O <sub>3</sub> 生成量[ml/h]	3.387	0.430	12.7%

電流とオゾン生成量で被覆ありの低減率にわずかに差があるのは、電流とオゾン生成量の比例係数の違いを反映している。オゾン低減率は 100%-12.7%=87.3%である。

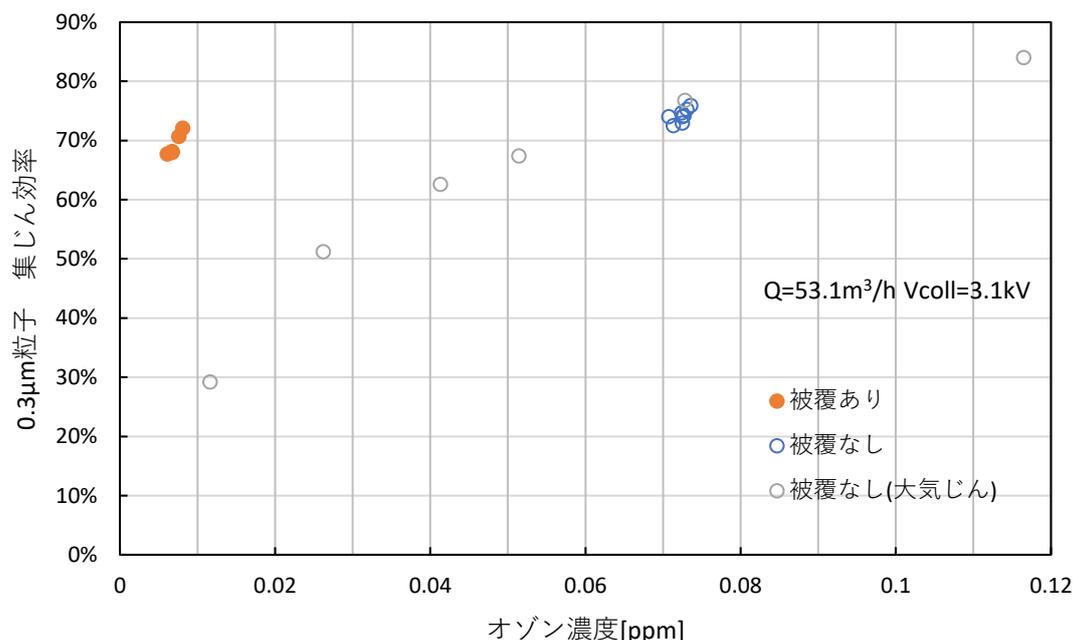


図 5-69 被覆の有無によるオゾン濃度と集じん効率の比較

被覆の有無によるオゾン濃度と集じん効率の比較を図 5-69 に示した。風量は定格風量  $53.1\text{m}^3/\text{h}$ 、集じん効率は  $0.3\text{-}0.5\ \mu\text{m}$  の範囲の粒径に対してのものである。「被覆なし」の試験品については、広い範囲の電流で測定した大気じんによる結果を記載した。ただし、「被覆なし」試験品については、JIS 粉体と大気じんでは差がないことは前述のとおりである。集じん効率 71%でのオゾン濃度の比は、表 5-12 の生成量の比と同じである。

## 5-6 結言

この章では、絶縁被覆接地電極荷電装置の試作を用いた荷電量測定、荷電極性測定、オゾン生成量測定の実験について論じた。赤褐色の関東ローム層からなる JIS 試験粉体を白色のコレクタシートに捕集し、捕集された電極の極性から粒子の帯電極性を知るといふ、荷電装置の荷電極性を検証する方法を確立した。

試験粉体の性状を知るために、試験品の荷電装置を駆動せずに集じん部に捕集、元からの帯電量、極性を計測した結果、小径粒子ではやや正極帯電粒子の数が多いが、大粒径ではほとんど負極帯電であり、重量濃度でみると、負極帯電粒子の方が 1 桁程度正極帯電粒子より多いことがわかった。また、その帯電量は荷電部駆動時の荷電量に比べて十分小さく、荷電装置の荷電極性を判定する際に、影響が小さいことが分かった。

被覆接地電極の対照として被覆のない従来の電極で荷電量と荷電極性を測定した結果、放電極に正極電圧を印加して駆動したときの荷電極性は、粒子の 96%が正極に帯電し、従前理論と矛盾がないことが確認できた。

本研究の新構造である被覆のある試験品について、大気じんを対象に集じん効率を測定した結果、小粒径では荷電量が大きいですが、 $4\mu\text{m}$ 程度で等しくなり、大粒径では従来荷電部の理論値の方が荷電量が大きくなった。従来荷電部では大粒径で電界荷電が拡散荷電に対して優位に働いている結果として、荷電量が粒径の2乗に比例する関係が現れている。一方、被覆あり荷電部の荷電量は拡散荷電量の式である荷電量が粒径と粒径の対数の積( $a \times \log a$ )に比例する関係に見える。従来であれば $1\mu\text{m}$ 以下の小粒径で優位な拡散荷電が大粒径まで優位のように見られる。別の言い方をすれば、被覆あり荷電部では電界荷電があまり働いていないと考えることもできる。第4章で絶縁被覆接地電極荷電装置の荷電モデルとして、低電界強度で拡散荷電量が増加し、従来荷電方式より荷電効率が向上するとした仮定を支持する結果が得られた。大粒径では、電流低減率が低くなったが、PM2.5等の居住空間の除去対象は $0.3\text{-}0.5\mu\text{m}$ の粒径が主要であり、空気清浄機としては問題にならない。

本研究の目的とする絶縁被覆接地電極荷電装置では、荷電された粒子の帯電極性は正極と負極の比率が42%:58%であった。また、試験粉体の代表粒径である $2.3\mu\text{m}$ 粒子についての帯電数は、正極の240に対し、負極588であった。このことから、接地電極を被覆することで1段式電気集じん装置に高抵抗粒子が堆積したときに起こる逆電離と同様の現象が起これ、接地電極から逆極性である負極イオンが放出され、粒子を負極に荷電させる作用が起きていること、さらに放電電極から放出される正極イオンによる荷電よりも優勢であることが判明した。

電流とオゾン生成量の関係は、従来型の被覆なし荷電部と本研究の被覆あり荷電部で、同一の比例係数で比例関係にあることが分かった。荷電効率の上昇度合い、すなわち等しい荷電量を得るための電流の低減率とオゾンの低減率は同じになる。粒径 $0.3\text{-}0.5\mu\text{m}$ のJIS試験粉体に対して、風量 $53.1\text{m}^3/\text{h}$ で集じん効率72.5%となるとき電流は、従来型荷電部で $65\mu\text{A}$ 、試験品の被覆あり荷電部で $7.94\mu\text{A}$ であった。このときのオゾン生成量は $3.387\text{ml}/\text{h}$ と $0.430\text{ml}/\text{h}$ であり、オゾン低減率が87.3%に達した。定格運転時の吹出オゾン濃度は $0.01\text{ppm}$ であり、オゾン分解触媒を用いなくてもオゾン臭が感じられない程度まで抑制することができた。

#### 参考文献

- 3) 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**, 14-19(2020)
- 4) 永吉健太郎: 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, 静電気学会誌, **44**, 6(2020)253-258

## 第6章 結論

PM2.5 を除去することで健康被害を防止するために用いられている空調機器の中でも、微小粒子の捕集に有利でありながら、構造的な圧力損失が小さいことで、送風電力、送風騒音が小さい特長をもつ電気集じん技術が有効である。圧損低下を図った静電フィルタに比較しても、圧損が格段に低いのみならず、電源による電力供給を行うために、荷電能力、捕集能力を維持、持続させることができることから、頻繁な交換が不要であり、廃棄を前提としないという、高い環境性能も有する。しかしながら、塵埃の荷電に放電現象を利用するため、空気中の酸素からオゾンが生成する一面を持つ。ごく微量に制御されたオゾンは脱臭などの衛生面で室内環境改善に寄与するが、オゾン生成が湿度などの影響を大きく受けること、臭気に対する感覚に個人差が大きいことから、オゾンを不快でなく扱うことが難しい。

そこで本研究では、多くの長所を持つ電気集じんにおいて、生成されるオゾンの低減に取り組んだ。具体的には、1) 荷電装置の性能指標である荷電量を求めるための集じん理論と荷電理論の整理、2) 荷電量の測定精度を高めるための測定誤差要因の追求と実験による古典理論の検証、3) 接地電極を絶縁体で被覆するというアイデアに対する高効率荷電モデルの考察、4) 絶縁被覆接地電極荷電装置の試作実験により荷電極性、荷電効率、オゾン生成量の測定を行った。以下、本研究により得られた結果を総括する。

### 1) 集じん理論と荷電理論の整理

集じん理論に基づいて荷電量を求めるため計算根拠を示した。広い粒径範囲にわたり空気抵抗を無視しない理論を展開し、一定の範囲でよく知られる Deutsch の式に等しくなることを示した。

本研究はオゾンを低減するために小さい電流で必要な荷電量を得ることを目的としているので、電流が小さいときの拡散荷電量を検討した。拡散荷電理論式には対数項を含むが、拡散荷電量が電流密度と電界強度の比に近似できることとその範囲を示した。家庭用空気清浄機として利用されている電気集じん装置の駆動条件の電流を1/10まで低減するとき、電界荷電量が電界強度によらなくなることを明らかにした。

電界下での拡散荷電について、先行研究を調査し、電界荷電量と拡散荷電量を1:1で合計したものを総合荷電量として計算に用いることを決定した。

### 2) 荷電量測定

電界荷電と拡散荷電の両方のメカニズムが働く粒径  $0.3\text{-}1\ \mu\text{m}$  の領域において、両荷電方式の単純和が実測荷電量とよい一致を示した。

空気条件や粒子条件、試験装置の寸法や電気条件がどのように荷電量、集じん効率に影響するか、変化量を定量化した。これにより、試験に際して、どの要素をどの程

度の精度で管理すべきかの目安を得ることができた。

電気集じん装置の使用を想定している居住空間の対象粒子は屋外から侵入する大気じんであり、小粒径では球形、大粒径では非球形であることが知られている。測定器や荷電理論は球形粒子を前提としているので、非球形粒子では光学粒径、空気力学粒径の違い、気中への放電除電の違いなどが測定の誤差要因となる。これらの要因を実験的に検証し、 $1\mu\text{m}$ 以下の粒子を評価に用いることの妥当性を明らかにした。

### 3) 絶縁被覆接地電極の高効率荷電モデル

絶縁体によって接地電極を被覆した荷電部で、パルス電流が観測されたことから短時間局所的にイオン群が形成されることによって粒子との接触効率が高まるのではないかと考えた。直流と矩形波の衝突確率は、同じ平均電流ではデューティに関係がなく等しくなることが明らかになった。

イオンの空間的な局在と一様分布による衝突回数の比較を試みたが、密度の高低以前の問題として、直流でもパルスでも周波数によらず平均電流で一意に決まることが明らかになった。

接地電極を絶縁体で被覆し、かつ端部に金属電極露出させた構造では、放電電極で発生したイオンが端部に向かう。また端部に蓄積した電荷によって被覆端部で逆極性の放電が起これ、端部に密度の高いイオンが形成される。端部は放電電極直下に比べ電界強度が約半分であることを求めた。拡散荷電量が電界強度に反比例して増えるので、このようにして荷電効率が高まるというモデルを提示した。

### 4) 絶縁被覆接地電極荷電装置の荷電効率とオゾン生成量

絶縁被覆接地電極荷電装置による荷電極性が正極印加に対し、正極：負極の粒子数比で42%：58%であることを、明らかにした。これにはJIS試験粉体と白色シートコレクタを利用した極性確認試験方法の確立が貢献した。各極性粒子の荷電量は粒径 $2.3\mu\text{m}$ の帯電数で正極240、負極588であり、負極に強く帯電していることが分かった。これは接地電極でも放電が起これ、負極イオンが発生していることの証拠である。

被覆のない従来型の電極ではオゾン生成量と電流が比例することが知られているが、本研究で被覆ありの荷電装置でもオゾン生成量と電流が比例すること、被覆有無の比例係数が同一であることが明らかになった。これにより、電流の低減率がすなわちオゾン低減率になる。JIS試験粉体の $0.3\text{-}0.5\mu\text{m}$ 粒子を集じん効率72.5%で捕集するのに要する電流は、被覆なしの従来型で $65\mu\text{A}$ 、本研究の試作形状である被覆ありの構造で $7.94\mu\text{A}$ であった。そのときのオゾン生成量は、被覆なしで $3.387\text{ml/h}$ 、被覆ありで $0.430\text{ml/h}$ であり、オゾン低減率は87.3%に達した。

以上のように、本研究で接地電極を絶縁体で被覆する荷電部の構造を見出し、放電電流とオゾン生成量の大幅な低減が可能になることを示した。これは、従来の空調機器でオゾン分解フィルタを併用していたところに、オゾン分解フィルタなしでの構成を可能にする。また、オゾン分解フィルタが圧損の点でネックになり搭載ができなかった空気清浄機能を、エアコンや外気取入れ口などにそのまま配置できる道を開いたことになり、大変意義深い。さらに大型の電気集じん装置に対しては、大幅な省エネ効果が期待される。

本研究から明らかになった課題や今後の展望について以下に述べる。

本研究報告では、JIS 試験粉体の  $0.3\text{-}0.5\mu\text{m}$  に対する等荷電量での放電電流とオゾンの低減について、明らかにした。PM2.5 に代表される実際に求められる使用環境では、十分である一方、粒径が大きいときに荷電効率の改善度合いが小さくなる傾向が明らかになっている。この現象の解明は、さらなる高効率化へのヒントとなると思われる。正極荷電と負極荷電の中和の影響は未解明であり、低電界強度拡散荷電増加モデルと実測荷電量増加との定量的な整合も不十分であり、詳細な電界計算によるモデルの検証が望まれる。

また、本研究で試作した構造で高い効果が得られたものの、最適な条件になっているかどうかは未知な部分がある。形状対性能に関する追求にまだ研究の余地があると考え。そしてこの研究の成果が商品として社会に役立っていくためには、耐久性や製造コストなどの検討が必要であり、これらの課題の解決に向けた研究を継続していきたい。

## 謝辞

本研究の遂行にあたり、ご指導をいただきました東京都市大学教授、江原由泰博士に深く謝意を表し、心よりお礼申し上げます。

本論文作成においてご指導をいただきました東京都市大学教授、中島達人博士、岩尾徹博士、神奈川工科大学教授、瑞慶覧章朝博士に心より謝意を表します。

本研究の共同研究者であり、試験品の製作、実験においてご協力いただいた、株式会社富士通ゼネラル研究所、野崎優介氏、栗田加奈絵氏、中村陽平氏に深く感謝いたします。

また、本研究に深いご理解を示していただきました株式会社富士通ゼネラル研究所、社長、川島秀司氏、常務取締役、松井範幸氏、取締役、早野誠氏、元グループ長、浅見康鋭氏に深く謝意を表します。

東京都市大学電気応用研究室の博士論文、修士論文、卒業論文として、本研究の遂行にご協力いただいた学生の皆様に謝意を表し、お礼申し上げます。

終わりに、著者をいつも励まし元気づけてくれた最愛の妻 ひろみに心から感謝して、本研究の謝辞といたします。

# 研 究 歴

論文提出者		永吉 健太郎	
著書	書名	発行所	発行年月日
	クリーンテクノロジー第31巻第9号 解説 家庭用空気清浄機の微粒子除去技術	日本工業出版	2021.9.10
	クリーンテクノロジー第30巻第6号 解説 嗅覚の順応を考慮した官能試験方法について(共著)	日本工業出版	2020.6.10
学術論文	論文名	発表誌名	発表年月日
	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	静電気学会誌	2020.11.31
	家庭用空気清浄機の微粒子除去技術および電気集じんの概要と研究動向(解説)	室内環境	2020.8.1
	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	2020.1.31
	Proton computed tomography with a 250 MeV pulsed beam(連名)	Nuclear instruments and methods in physics research	1988.12.1
研究発表	題名	発表機関	発表年月日
	接地電極を被覆した荷電装置の荷電極性と荷電量	電気学会 A 部門大会	2021.9.3
	吸着材による単発臭気の除去と脱着による異臭発生条件の検討	におい・かおり環境学会	2020.12.14
	被覆接地電極を有する荷電部による高効率荷電の検討	室内環境学会	2020.12.3
	被覆接地電極パルス荷電装置の荷電極性	電気学会 A 部門大会	2020.8.18
	電気集じん装置荷電部における接地電極奥行と汚損の影響	静電気学会 春期講演会	2020.3.3
	電気集じん装置の荷電部汚れモデルによる荷電量の予測	静電気学会 春期講演会	2020.3.3

高効率電気集じん装置の荷電メカニズムの考察	室内環境学会	2019.12.5
臭気強度標準液を用いた順応回復試験方法	におい・かおり 環境学会	2019.8.27
臭気強度標準液を用いた嗅覚の順応時間と回復 時間の関係について	におい・かおり 環境学会	2019.8.27
コロナ放電の消臭特性に関する研究 イソ吉草 酸に対する放電・触媒の効果	におい・かおり 環境学会	2019.8.27
絶縁被覆接地電極の放電特性と荷電性能	静電気学会全 国大会	2019.9.12
電気集じん装置荷電部におけるオゾン生成量変 化についての考察	電気学会 A 部 門大会	2019.9.3
絶縁被覆接地電極の荷電性能とオゾン生成量	電気学会全国 大会	2019.3.12
電気集じん装置荷電部における鋸歯状放電電極 のオゾン生成量時間変化	静電気学会春 期講演会	2019.3.4
コロナ放電の消臭特性に関する研究(第 3 報)共 存ガスの影響	室内環境学会	2018.12.6
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	静電気学会全 国大会	2018.9.13
コロナ放電の消臭特性に関する研究(第 1 報)試 験品と試験方法について	におい・かおり 環境学会学会	2018.8.30
コロナ放電の消臭特性に関する研究(第 2 報)ア ンモニア消臭効果	におい・かおり 環境学会学会	2018.8.30
コロナ放電荷電量から算出した大気じんと光学 粒径に関する考察	静電気学会春 期講演会	2018.3.5
2 段式電気集じん装置の小型化に関する研究	室内環境学会	2016.12.16
放電応用型脱臭装置の性能評価試験方法	におい・かおり 環境学会学会	2016.8.30
居住空間の脱臭技術について	日本臨床環境 医学会	2016.6.16
電気集じん装置による花粉除去性能の考察	室内環境学会	2015.12.3
空中に放出したビタミンCの皮膚への影響評価	室内環境学会	2004.10.9
250MeV 陽子線を用いたCT	日本物理学会	1986.10.8
ブラシ状電極の材質によるオゾン生成効率	電気学会全国 大会	2021.3.9

	ブラシ状電極を用いた電気集塵システムの開発	電気学会全国大会	2020.3.11
研究発表表(連名)	Development of electrostatic precipitator using brush electrode(連名)	European Aerosol Conference	2020.8.30
	電気集塵装置におけるオゾン生成に及ぼす湿度の影響(連名)	電気学会全国大会	2019.3.12
	電極汚染による電気集塵性能に及ぼす影響(連名)	電気学会全国大会	2018.3.14
	電気集塵装置の放電極におけるワイヤと鋸歯の比較(連名)	電気学会 A 部門大会	2017.9.19
	電気集塵装置における鋸歯電極の極性効果(連名)	電気学会全国大会	2017.3.15

	題 名	登録番号	登録日
登録特許	空気清浄機	特許 6834133 号	2021.2.8
	電気集塵装置	特許 6812846 号	2020.12.21
	空気清浄機	特許 6701741 号	2020.5.11
	空気清浄機	特許 6405803 号	2018.9.28
	空気清浄機	特許 6281593 号	2018.2.2
	脱臭装置	特許 6191165 号	2017.8.18
	空気清浄機	特許 6020843 号	2016.10.14
	空気清浄機	特許 6020842 号	2016.10.14
	空気清浄機	特許 5958507 号	2016.7.1
	空気清浄機	特許 5999149 号	2016.9.9
	空気清浄機	特許 5900678 号	2016.3.18
	空気清浄機	特許 5900562 号	2016.3.18
	脱臭装置の制御方法および、これを備えた空気調和機	特許 5040211 号	2012.7.20
	紫外線照射装置と、それを用いた空調装置	特許 47961659 号	2012.4.6
	機器の据付構造	特許 4736690 号	2011.5.13
	脱臭器	特許 4736616 号	2011.5.13
	脱臭器	特許 4692149 号	2011.3.4
	空気清浄機	特許 4660981 号	2011.1.14
	空気清浄機	特許 4640096 号	2010.12.10
	空気清浄機	特許 4507371 号	2010.5.14
	空気清浄機	特許 4461524 号	2010.2.26
空気清浄機	特許 4310874 号	2009.5.22	
空気清浄機	特許 4310873 号	2009.5.22	
空気清浄機	特許 4461456 号	2008.8.1	
空気清浄機	特許 4114496 号	2008.4.25	
空気清浄機の制御装置	特許 3849503 号	2006.9.8	
国際公開特許	題 名	公報番号	国際公開日
	空気清浄機	WO16-031784	2016.3.3
	空気清浄機	WO16-031782	2016.3.3
	空気清浄機	WO15-186804	2015.12.10
	空気清浄機	WO15-186802	2015.12.10
脱臭器	WO07-020896	2007.2.22	

	題 名	公報番号	公開日
公開特許(未登録)	荷電装置および荷電装置を備える空気清浄機	特開 2020-151655	2020.9.24
	荷電装置および荷電装置を備える空気清浄機	特開 2020-151654	2020.9.24
	荷電装置および電気集塵装置	特開 2020-146605	2020.9.17
	電気集塵機	特開 2020-82043	2020.6.4
	電気集塵機の集塵部	特開 2020-69446	2020.5.7
	荷電装置	特開 2019-177366	2019.10.17
	電気集塵機	特開 2019-177345	2019.10.17
	電気集塵機の集塵部およびその製造方法	特開 2019-177344	2019.10.17
	電気集塵装置	特開 2018-176120	2018.11.15
	電気集塵装置	特開 2018-167189	2018.11.1
	電気集塵装置	特開 2018-149512	2018.9.27
	空気清浄機	特開 2017-124363	2017.7.20
	空気調和機	特開 2016-56985	2016.4.21
	空気清浄機	特開 2015-230146	2015.12.21
	空気清浄機	特開 2015-230145	2015.12.21
	送風装置	特開 2013-29260	2013.2.7
	空気清浄機	特開 2007-105123	2007.4.26
	空気清浄機	特開 2007-105578	2007.4.26
	表示面を有する機器	特開 2007-109449	2007.4.26
	空気調和機	特開 2007-97849	2007.4.19
	空気調和機	特開 2007-101066	2007.4.19
	脱臭器	特開 2007-44433	2007.2.22
	脱臭器	特開 2007-44432	2007.2.22
	脱臭装置	特開 2006-230681	2006.9.7
	脱臭装置	特開 2006-223502	2006.8.31
	脱臭装置	特開 2006-198142	2006.8.3
	空気調和機	特開 2006-52868	2006.2.23
	空気清浄機	特開 2005-90831	2005.4.7
空気清浄機	特開 2003-106581	2003.4.9	
空気清浄機	特開 2003-47819	2003.2.18	
空気清浄機	特開 2002-136823	2002.5.14	

	空気清浄機	特開 2002-136819	2002.5.14
	花粉クリーナ	特開 2002-85292	2002.3.26
	脱臭フィルタ	特開 2002-85536	2002.3.26
	空気清浄機	特開 2002-58934	2002.2.26
	空気清浄機	特開 2001-221477	2001.8.17
	空気清浄機	特開 2001-201124	2001.7.27
	空気清浄機	特開 2001-87358	2001.4.3
	空気清浄機	特開 2000-325447	2000.11.28
	空気清浄機	特開 2000-262828	2000.9.26
	空気清浄機	特開 2000-233109	2000.8.29
	空気清浄機	特開 2000-233111	2000.8.29
	空気清浄機	特開 2000-202222	2000.7.25
	空気清浄機	特開 2000-61233	2000.2.29
	ポンプ	特開平 11-236895	1999.8.31
	石油ポンプ	特開平 11-50991	1999.2.23
	結束用具	特開平 9-280482	1997.10.31
	手動ポンプ	特開平 9-96300	1997.4.8
登録 実用 新案	題 名	公報番号	登録日
	灯油ポンプ用垂れ受け容器	登実 3020752	1995.11.15
	壁埋め込み機器の着脱機構	登実 3009530	1995.1.25
	埋め込み型除湿器の吸い込み吹き出し構造	登実 3004125	1994.8.31
	除湿器の空気取り入れ構造	登実 3004124	1994.8.31
	埋め込み型除湿器の取付構造	登実 3004123	1994.8.31
埋め込み型除湿器の配線機構	登実 3004122	1994.8.31	
公開 実用 新案 (未登録)	題 名	公報番号	公開日
	トイレ用脱臭器	実開平 6-9644	1994.2.8
	押入用吸湿器	実開平 4-126722	1992.11.18