

論 文

微粒子が大気中で保持できる最大表面電荷密度の実験的検討

濱本伸夫*, 中島耀二*, 佐藤孝**

(1991年5月27日受理)

Experimental Discussion on Maximum Surface Charge Density
of Fine Particles Sustainable in the Atmosphere

N. HAMAMOTO*, Y. NAKAJIMA* and T. SATO**

(Received May 27, 1991)

The maximum surface charge density on large spherical particles in the atmosphere is thought to be $27 \mu\text{C}/\text{m}^2$, assuming that the electric breakdown field strength of the air is $3 \text{ MV}/\text{m}$. For a constant surface charge density, however, the layer of very high electric field strength for the electron avalanche around the particle becomes thin, the smaller the particle size is. As a result, a higher limit in the surface charge density is expected for small particles. In the present experiment, droplets with high surface charge density in the size range between 1 and $6 \mu\text{m}$ in diameter are prepared by evaporating negatively charged liquid particles of $45 \mu\text{m}$. For a few kinds of liquids, the size and the charge of individual droplets are measured simultaneously by using an LDV system to obtain frequency histograms for the charges of the droplets in several narrow size ranges. The results indicate that the maximum surface charge density sustainable in the atmosphere for negative particles depends mainly on the particle size and is inversely proportional to the square root of the particle size to give very high surface charge density in micron order size range.

1. 緒 言

大気中に浮遊した球形粒子が表面電荷密度 σ で一様に帶電しているとき、粒子表面での電界強度 E は(1)式のようになる。

$$E = \sigma / \epsilon_a \quad (1)$$

ここで ϵ_a は空気の誘電率である。

直径数 mm 以上の大粒子では、表面電界強度が大気の絶縁破壊強度であるおよそ $3 \text{ MV}/\text{m}$ 以上に達すると表面付近で放電が起こり、それによって生じる多量のイオンが粒子表面の電荷を中和すると考えられている。もし大気の絶縁破壊強度を $3 \text{ MV}/\text{m}$ と仮定すれば、(1)式の関係から粒子が大気中で保持できる最大表面電荷密

キーワード：微粒子の帶電量、レイリーリミット、電荷測定、レーザードプラ速度計

* 北海道大学工学部合成化学工学科 (060 札幌市北区北13西8)

Department of Chemical Process Engineering,
Faculty of Engineering, Hokkaido University,
N13W8, Kitaku, Sapporo, 060 Japan

** 北海道工業大学電気工学科 (006 札幌市西区手稲前田419-2)

Department of Electrical Engineering, Hokkaido
Institute of Technology, 419-2, Teine Maeda,
Nisiku, Sapporo, 006 Japan

度は $27 \mu\text{C}/\text{m}^2$ になる¹⁾。

一方小粒子では、表面電荷密度が高くても強い電界の作用する空間が狭い領域に限定されるので、大粒子の場合とは異なる状況が生じる。よく知られたように放電の素過程である電子なだれは、高電界領域があまりに狭いと起こりにくい。このため微小粒子の表面電荷は大粒子に比べて失われにくくなると想像される。事実、電子複写機用の微小なトナー粒子ではキャリヤとの摩擦帶電によって表面電荷密度は $100 \mu\text{C}/\text{m}^2$ 近くに達していることが観測されている^{2,3)}。しかし、もしこのような高電荷密度の小粒子の周りで気中放電が生じているとするならば電荷の測定法や測定結果の解釈に特別な注意が必要になろう。また静電霧化の研究や粉体荷電装置の開発研究などにとっても、微粒子が大気中で安定に保持できる最大電荷を知っておくことが必要である。Schumann⁴⁾ は以前の実験データを整理し、細い線電極ではコロナ放電が開始される電極表面の電界強度が電極半径の 0.3 乗に反比例することを指摘した。さらに彼は Townsend の火花放電理論を用いた解析によって、球電極におけるコロナ放電開始電界強度は、その球の半分の半径を持つ線電極の場合と同じになると推論している。Harper^{1,5)} は Schumann のこのような報告をもとに、

球形粒子の半径とそれが保持できる最大表面電荷密度 σ_H の関係式を提案した。Harper の推定式を m 単位で表わした粒子の直径 D_p を用いて書き直すと(2)式のようになる。

$$\sigma_H = 1.03 \times 10^{-5} / D_p^{0.3} \quad (\text{C/m}^2) \quad (2)$$

しかしこの推定式は実験的に確認されているわけではない。しかも線電極の実験データから球電極のコロナ放電開始電界強度を類推することは十分に大きな電極半径に対してのみ許される近似であるうえ⁴⁾、Schumann の引用した実験データを調べると半径 50 μm 以下の線電極ではコロナ開始電界強度が半径のほぼ 0.5 乗に反比例しており(2)式の 0.3 乗ではないことなどを考えると、小さな粒子に対する(2)式の信頼性には疑問が生じる。そこで数 μm の微小粒子が大気中で保持できる最大表面電荷密度の測定を試みた。ただし測定は荷電装置の制約上、主に負電荷を与えた液滴で行った。

2. 実験方法

2.1 試料粒子

小粒子が大気中で保持できる最大の表面電荷密度は非常に大きいと想像される。仮に(2)式を用いて計算すると直径 5 μm の粒子の最大表面電荷密度は 400 μC/m² 程度になる。これはコロナ荷電装置のような通常の粉体荷電装置を用いて固体粒子を荷電したのではとうてい到達できない値である。したがって、この測定に必要な表面電荷密度を得るために特別な工夫が必要になる。

物理化学的な検討⁵⁾によれば、帶電液滴を蒸発させると電荷は液滴の粒子径が nm のオーダーになるまで液滴本体に残ると考えられているので、帶電液滴を蒸発させれば液滴の表面電荷密度を高めることができると考えられる。例えば簡単なコロナ荷電装置で 10 μC/m² 程度に荷電した数十 μm の液滴粒子を数 μm まで蒸発させれば、液滴の表面電荷密度は 1,000 μC/m² にもなるので、こうして得られた微小液滴がこのように高い表面電荷密度を保持できるかどうか調べればよいと思われる。

しかし液滴の場合には、表面電荷密度があまりに高くなると表面電荷の反発力が表面張力に打ち勝ち、液滴は僅かな擾乱によって分裂してしまう。そのときの表面電荷密度 σ_R は Rayleigh limit⁷⁾ と呼ばれ(3)式で示される。

$$\sigma_R = (8 \epsilon_0 \gamma / D_p)^{1/2} \quad (3)$$

ただし γ は液滴の表面張力である。このため液滴を用いて(2)式の妥当性を検討するにあたり、Rayleigh limit が(2)式より十分高くなるような測定条件を選定する必要がある。ここでは表面張力が大きいグリセロール水溶液を主な試料としたが、種々の検討のため、他に 4 種類

の液を用いて補足的な測定も行った。

2.2 実験装置

図 1 に実験装置の概略を示した。液滴の発生には市販の振動オリフィス型のエアロゾル発生器を利用した。液としてイソプロパノール、n-ヘプタン、n-オクタンのような揮発性の単成分を使用すると、蒸発の度合いによって液滴の粒子径は分布する。またグリセロールや DOP のような不揮発性の液を適当な溶剤に溶かした混合溶液を用いて揮発成分を完全に蒸発させれば、均一粒子径の液滴で実験することもできる。

液滴の荷電はオリフィス噴出直後の液滴(直径 45 μm)に図 1 に示したようなコロナ荷電装置を用いて行った。この際の液滴の帯電量は一定ではなく、80~200 fC/particle の範囲に分布していた。なおこの荷電装置では電源の関係で負極性にしか荷電できないが、液滴の帯電量や電荷密度の負号を省略して記す。この液滴が直径 6 μm まで蒸発すると、もし電荷が失われなければその表面電荷密度は 700~1,800 μC/m² にも達することになる。

帶電液滴をエアロゾル発生部からのシースエアーに乗せて管内の下方に運びながら蒸発させた。この際液滴が小さいほど、また表面電荷密度が高いほど液滴は管壁に付着しやすくなる。このため約 1 m 下方の測定部に到達できる粒子に無意味な選択効果が作用する恐れがある。そこで管内に電界カーテンを設置して、帶電粒子が管壁に付着しないように測定部に導いた。この電界カーテンは直径 6 mm の真鍮パイプを中心間距離 10 mm で円周上に 14 本配置したもので、2.5 kHz, 2 kV_{rms} の交流が印加している。帶電粒子の捕捉効果を計算機シミュレーションによって検討し、静電カーテンそのものの電荷および粒子径に対する選択作用が実験結果に影響しないことを確かめた。

液滴が発生してから測定部に達するまでの時間は、空気流量から計算すると平均 1 分程度であるが、実験装置の構造上液滴によってまちまちの値になると思われる。

測定部に設置してある間隔 18 mm の平行平板電極には交流電圧を印加した。帶電液滴はこの中で交流電界により正弦振動する。そのときの液滴の振幅と位相をレーザ速度計で検出し、個々の液滴の粒子径と電荷を測定した。この測定装置はすでに報告⁸⁾したものとほぼ同等の構成であるが、電界測定のために使用する減衰器の位相特性を精密に校正したこと、ビート信号の持続時間を長くするためとペデスタル成分の影響を軽減するためにレーザビームの直径を大幅に拡大したことなどによって、既報の測定装置よりも測定精度を改善してある。測定誤差は粒子径については 2% 以内、帶電量については 5%

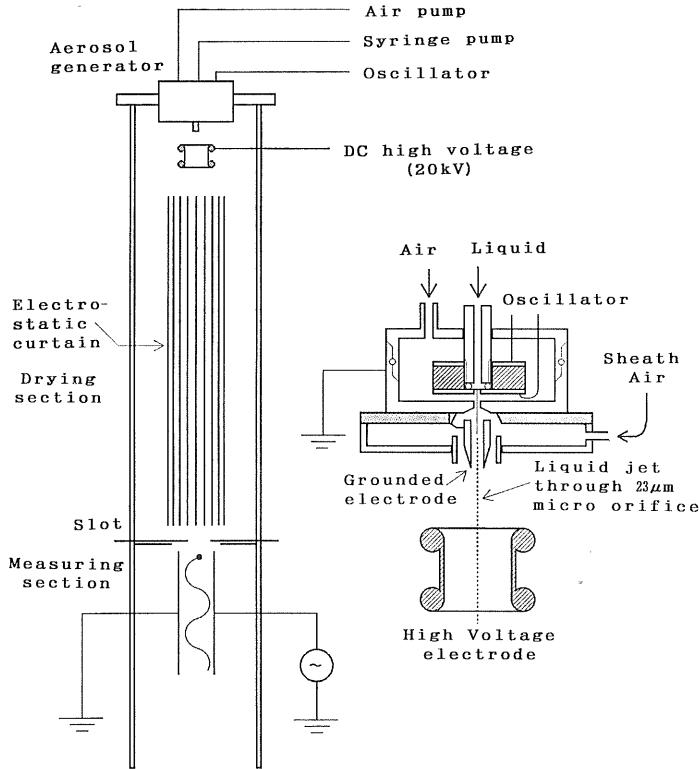


図1 実験装置
Fig. 1 Experimental apparatus.

表1 試料液体の表面張力と密度

Table 1 Surface tension and density of liquids tested.

Liquid	Surface tension (N/m)	Density (kg/m ³)
Glycerol	6.3×10^{-2}	1,260
Water	7.2×10^{-2}	997
iso-Propanol	2.2×10^{-2}	785
n-Octane	2.2×10^{-2}	703
n-Heptane	2.0×10^{-2}	684
DOP	3.8×10^{-2}	988

以内と推定される。

3. 測定結果

この実験に用いた各種の液の表面張力と密度を表1に示す。グリセロールとDOPは不揮発性であり、電荷測定時の粒子径はそれらを溶かした溶液の濃度で定まる。溶剤としてグリセロールには液体クロマトグラフィー用の純水、DOPには試薬級のイソプロパノールを用いて、溶剤に不純物として含まれる不揮発性成分の影響を極力

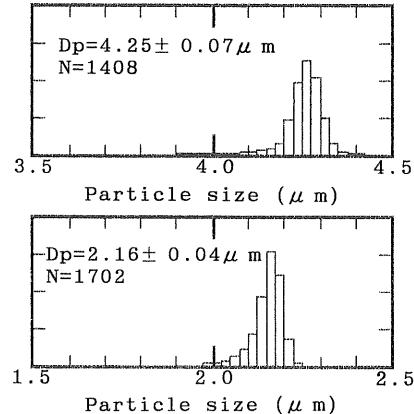


図2 グリセロール液滴の粒子径分布
Fig. 2 Relative frequency histograms of particle diameter for glycerol droplets. (Ordinate: Relative frequency = number in 0.025 μm interval / total number)

少なくした。

図2にグリセロール液滴の粒度分布の測定例を示した。図からわかるように粒子径はかなりよく揃っている

が、エアロゾル発生器の本来の性能からすればもっと揃った液滴が得られるはずである。しかしこの程度の分布の広がりであれば同一径の液滴に対する再実験を行うことには障害にならない。揮発性の液の場合には蒸発の程度により粒子径が異なるため、同一平均径の実験を繰り返すことは困難であり、粒度分布も不揮発性のグリセロールや DOP のように揃っていないかった。

図3 (A～E) には実測されたグリセロール液滴の電荷を表面電荷密度に直しその出現度数分布を粒子径別に示した。図中にはそれぞれの場合の測定総個数Nとその粒子径に対する Rayleigh limit (縦線) を示してある。どの粒子径の液滴でも大粒子の限界値 $27 \mu\text{C}/\text{m}^2$ をはるかに超えた表面電荷密度を持っている。図3 (E) の粒子径 $1.26 \mu\text{m}$ の表面電荷密度分布では上限が $1,800 \mu\text{C}/\text{m}^2$ にも達している。しかしこのような場合でさえイオンは、その直径を 1 nm 程度と仮定すれば⁹⁾、液滴表面積の 1% 程度を覆っているにすぎず、液滴の表面にはイオンが付着できる余地はまだ十分に残されているものと想像される。

図3 (A～E) の表面電荷密度分布の上限は Rayleigh limit に達していたり達していないかったりしており、表面電荷密度の高い領域での分布の形に共通した傾向は認められなかった。また同じ粒子径に対して行った多数の再実験の結果を比較しても、高電荷密度領域への分布の広がりはまちまちであった。

ところが出現頻度が最大になる表面電荷密度（以降、最頻電荷密度と呼ぶ）が分布の中央になく、分布の下限付近にあるという共通点がみられ、しかも最頻電荷密度の値にはよい再現性が観測された。もしその値を Rayleigh limit の表面電荷密度で無次元化すると、グリセロールの場合には粒子径にかかわらず約 60% の一定値となることがわかった。このことは、ここに測定された表面電荷密度の分布が Rayleigh limit による液滴の分裂に由来するものかも知れないという疑問を持たせたので、表面張力の異なる種々の液体で測定を行った。

測定試料のうちイソプロパノール、n-オクタン、n-ヘプタンには揮発性があるので、観測された液滴の粒子径は分布した。それらの場合には粒子径が狭い範囲に納まるデータを選び出して表面電荷密度分布を求めた。図4の (A～E) に結果の一部を示した。図中には電荷密度の分布を求めるのに用いた粒子径範囲と個数も示してある。その結果、Rayleigh limit で無次元化した最頻電荷密度は、イソプロパノールで約 85% 、n-オクタンで約 95% 、n-ヘプタンで約 85% 、DOP(-) で約 65% となり、液の種類により大きく異なっている。なお図中の DOP(+) はコロナ荷電によらず、液滴発生時の流動帶

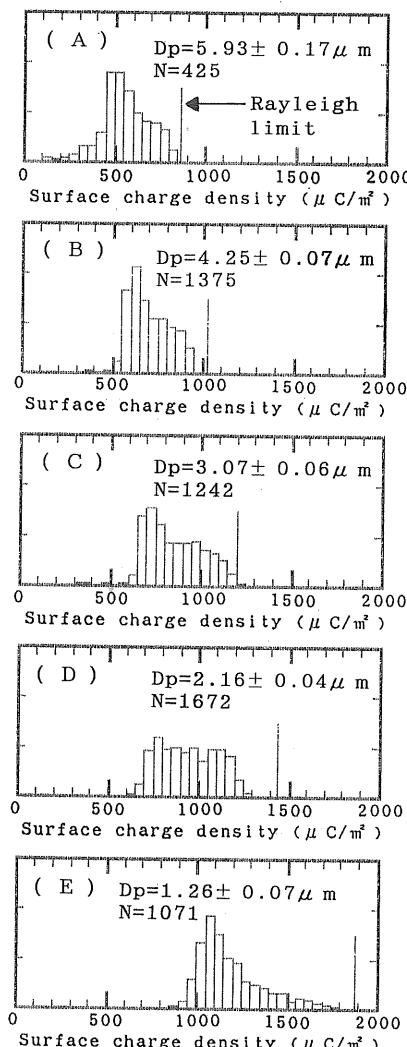


図3 表面電荷密度の度数分布（グリセロール）

Fig. 3 Relative frequency histograms of surface charge density for glycerol droplets.
(Ordinate : Relative frequency=number in $50 \mu\text{C}/\text{m}^2$ interval/total number)

電によってほぼ一定の正の電荷 ($5.5 \sim 7.5 \text{ fC/particle}$) を与えた場合であって、他のものとは電荷の極性が異なる。この場合には最頻電荷密度は Rayleigh limit の 50% であり、同じ DOP でも負極性の場合とは異なる値になった。

このような測定結果をまとめ、最頻電荷密度と粒子径の関係を対数目盛りで図5に示した。図中に傾き -0.5 の直線を引いたが、この図から液滴の表面電荷密度分布の最頻電荷密度が液滴の種類にあまり関係なく、全体として粒子径の 0.5 乗（最小自乗法によれば勾配は -0.44 になる。）に反比例している傾向が見られる。これに類似

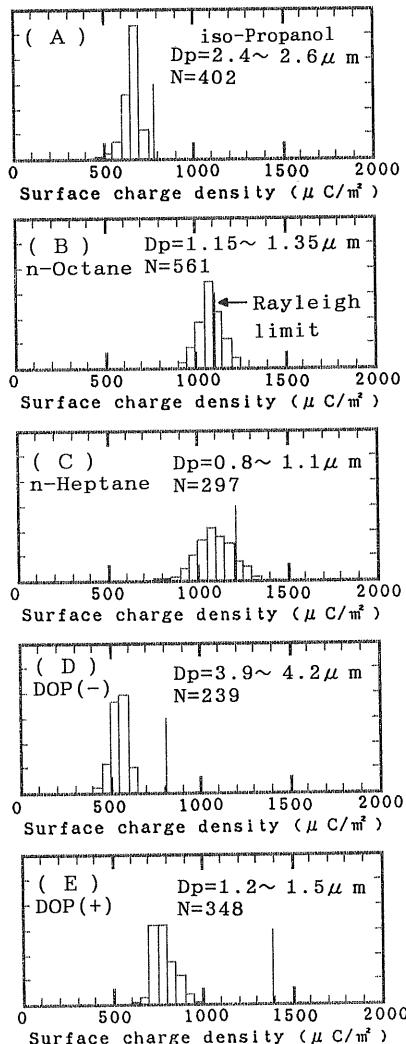


図4 表面電荷密度の度数分布（各種液体）

Fig. 4 Relative frequency histograms of surface charge density for droplets of a few kinds of liquids.

(Ordinate : Relative frequency = number in $50 \mu\text{C}/\text{m}^2$ interval / total number)

した傾向は細い線電極の半径あるいは鋭い針状電極の尖端部曲率半径とコロナ放電開始電界強度の関係にもみられ、興味深い結果であると考える¹⁰。また DOP(+) は他の負極性液滴よりも多少低い最頻電荷密度を示しており、これもコロナ放電現象にみられるような極性効果の存在を暗示しているように思える。

4. 考 察

液滴がコロナ荷電部で与えられた帶電量 ($80 \sim 200 \text{ fC/particle}$) をほとんど失わずに直径 $5.93 \mu\text{m}$ になったと

すれば、液滴はおよそ $720 \sim 1,800 \mu\text{C}/\text{m}^2$ の範囲に分布した表面電荷密度を持つはずである。しかし図3(A)のグリセロール液滴の表面電荷密度は $350 \sim 850 \mu\text{C}/\text{m}^2$ に分布している。さらに小さな粒子径の液滴では、初期荷電量から計算した表面電荷密度よりはるかに小さな表面電荷密度しか持っていない。このことから液滴が何らかの原因によって電荷を失っていることは明らかである。その原因としてここでは次のことを検討してみた。

(1) 液滴の分裂

どの液滴も大幅に Rayleigh limit を越える表面電荷密度は持っていないかったので、測定されるまでに液滴は何回か Rayleigh limit に達して分裂し、電荷の一部を失っていると思われる。実際図2に示した粒度分布は粒子に荷電しない時に比較して粒子径の小さな領域への広がりが大きく、分裂が起こっていることを示している。

蒸発して Rayleigh limit に達した後の液滴の挙動についてはいくつかの報告がある。それらの検討によると、蒸発して Rayleigh limit に達した液滴は電荷を持った数個の小さな液滴を放出し、電荷の約 25% と質量の約 5% を失うと考えられている¹¹⁻¹³。また Rayleigh limit に達した液滴の分裂の仕方がモデルにより推定されているが¹⁴、その理論によれば分裂によって液滴が失う電荷と質量の割合が表面張力に依存する理由はない。したがってもし Rayleigh limit に由来する電荷の放出だけで液滴の電荷が失われているならば、液の表面張力にかかわらずどの液滴の表面電荷密度も Rayleigh limit の 75% 程度以上に分布するはずである。これに対し実験値では表面電荷密度はグリセロールと DOP(−) で Rayleigh limit の約 50% 以上、イソプロパノールと n-ヘプタンで約 70% 以上、n-オクタンで約 85% 以上に分布しており、液の種類によってまちまちである。また荷電装置の都合で正電荷の粒子は流動帯電による DOP(+) しか測定していないが、図5から最頻電荷密度には極性効果があるようにみうけられる。しかし Rayleigh limit による分裂には極性効果はあり得ない。これらのことからこの測定で得られた表面電荷密度の分布が Rayleigh limit によって支配されているとは考えられない。

(2) イオンの蒸発

物理化学的な検討によれば、イオンは液滴表面にとどまる方が蒸発するより安定であると言われている⁹。しかし液滴分子の熱運動により液滴表面に付着しているイオンが液滴表面から蒸発することは考えられる。その場合、イオンと液滴分子の結合力によってその蒸発の仕方は変わると考えられる。しかしグリセロールのように水素結合をする水酸基を含んだ物質から水素結合をほとん

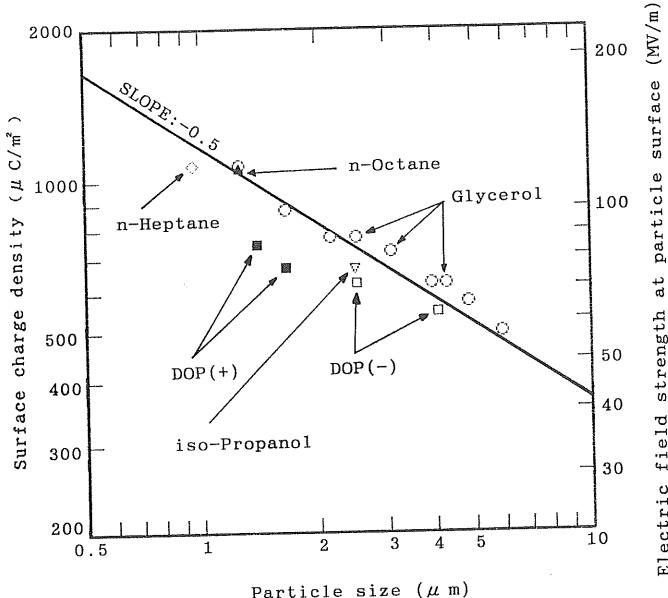


図5 最頻表面電荷密度と粒子径の関係

Fig. 5 Relationship between modal surface charge density and particle diameter.

どしないパラフィン系の液や芳香環を含んだ DOP に至るまで、表面電荷密度分布の下限付近にある最頻電荷密度はほぼ同じであった。さらに、イオンの蒸発によって表面電荷密度の分布が定まるなら、測定結果にみられるような分布の下限付近での急激な出現頻度の低下は不自然であるし、粒子径依存性も説明できない。こうしたことから液滴からのイオンの蒸発がここに測定された表面電荷密度分布を決定しているとは考えにくい。

(3) 電界放出

Shelton ら¹⁵⁾は真空中の微粒子の最大表面電荷密度は、正粒子の場合原子の格子結合力で決まり負粒子では電界放出で決まると述べている。よく知られたように、100~1,000 MV/m 程度の電界が金属表面に存在すると、電界放出により電子が放出される。液滴表面の電界強度は電荷密度が $1,000 \mu\text{C}/\text{m}^2$ のとき $113 \text{ MV}/\text{m}$ となり、このような強電界では負に帯電した液滴表面から電子が放出されることはないとはいえない。しかしこの現象が粒子表面の最頻電荷密度を決めるとするならば、電界放出のしきい値がその物質のフェルミ準位などの物質定数で決まると考えられている以上、表面電荷密度は粒子径に依存せず一定の値を示すはずである。ところが図5から最頻電荷密度が粒子径に依存していることが明らかである。したがって電界放出がこの分布を決める主要因であるとは考えられない。

(4) 大気中への非自続放電

帶電液滴の蒸発にともない粒子の近傍の電界強度は高

まっていく。これにより大気中に電子なだれが生じるであろうが、高電界領域が非常に狭いため、一回の電子なだれによって生成するイオン対は少数にとどまるものと思われる。このため小規模な電子なだれに伴う非自続放電が何回か起こり、液滴の電荷は徐々に中和されていくことになろう。やがて液滴の表面電荷密度は電子なだれをほとんど起こし得ない程度に低下し、その表面電荷密度を長時間保持できるようになる。この測定では液滴を荷電してから測定部に達するまでの時間を一定にすることができなかったので、短時間で測定部に達した液滴は高い表面電荷密度を持った粒子として測定されるが、ある程度以上の時間滞留していた粒子は電子なだれをほとんど起こらない限界の表面電荷密度に達し、それ以上滞留してもその電荷密度を保持したまま測定部に流入することになろう。このように考えると液滴の表面電荷密度が高い部分での分布形は滞留時間に左右されるためこの実験では一定しないこと、表面電荷密度の下限付近にある出現度数のピークは電子なだれをほとんど起こさない表面電荷密度に達した粒子に対応したものとして定性的に説明がつけられる。またこの現象は粒子の周りの高電界域の大きさ（したがって粒子径）や媒質の放電特性（例えば衝突電離係数）および電荷の極性には関係するものの、液滴の種類にはほとんど関係しないと思われる所以で、表面電荷密度分布の最頻電荷密度が液滴の種類にあまり依存しない事実ともじつまが合う。ただし液滴の種類によって液滴の周囲の気体組成が異なるため衝突

電離係数に若干の影響を及ぼし、最頻電荷密度が液の種類に多少の依存性を持つことは考えられる。

筆者らは現在のところ、最後の説明(4)が他の三つに比べて妥当性が最も高いと考えている。もしこの説明が妥当であれば図5に示した最頻電荷密度を球形の粒子が大気中で長時間保持できる最大の表面電荷密度とみなすことができる。しかし平行平板電極の放電特性から求められている衝突電離係数¹⁶⁾を用いて、一回の電子なだれで生成するイオン対の個数と粒子の電荷の関係を計算した結果、この実験条件では一回の電子なだれで生成するイオン対は高々10対であること、また実測値にみられるような明瞭な最頻電荷密度は現れそうもないことがわかった。ところが線状電極の周りにできる不平等な電界に対して、平行平板電極に対する衝突電離係数をそのまま用いても線電極からの放電現象が説明できないことが知られている¹⁷⁾。したがって極度に不平等かつ強力な電界中では衝突電離係数あるいは電子なだれの機構が平等電界の場合とは大幅に変化する可能性もあり、この計算結果が上記の説明を否定する証拠になるとは限らない。筆者らは微粒子の電荷緩和の時間特性を実測することにより、微粒子からの放電の機構にさらに検討を加えていきたいと考えている。

5. 結 言

著者らはエアロゾル発生器で発生させた直後の45 μm程度の液滴にコロナ荷電装置で負電荷を与え、それを直径1~6 μmまで蒸発させることにより非常に高い表面電荷密度を持つ微小液滴を得た。これらの液滴の個々の粒子径とその電荷をレーザ速度計を応用した装置で測定し、種々の液体や粒子径に対して表面電荷密度の出現度数分布を調べた。その結果負に帯電している液滴については、液滴発生時に与えた初期の電荷が電荷測定までの1分程度の間に減少していること、表面電荷密度分布の最頻値は常に分布の下限付近に現れ、しかもその値は液滴の種類にあまり関係なく、全体として粒子径の平方根に反比例していることがわかった。

液滴が電荷を失う機構について、Rayleigh limitによる分裂、液滴上のイオンの蒸発、電界放射による電子放出、液滴から大気への非自続放電の観点から定性的に考察した。いずれの機構説明にも難点があるが、著者らは液滴からの非自続放電が最もありそうな機構であると考

えている。もしそうであればここに測定された最頻電荷密度は固体の球形微粒子が大気中で長時間保持できる最大の電荷密度と考えられる。それは Harper が推定した値より実験範囲で 20~80%ほど高く、粒子径の平方根に反比例している。逆にもしここで想定した放電機構が的外れでこの限界が液体特有のものであるならば、大気中に浮遊した固体粒子はさらに高い電荷を保持できることになる。いずれにせよ微小粒子は大粒子に対して想定されている 27 μC/m² の限界値をはるかに越えた表面電荷密度を保持できることは確実である。

終わりにこの実験を行うにあたり 50,000 点以上におよぶ膨大な測定をしてくれた北海道大学卒業研究生亀田喜郎氏に深謝します。

参 考 文 献

- 1) 村田雄司：静電気ハンドブック，静電気学会編，p. 87，オーム社 (1981)。
- 2) 横山藤平，花川忠己，横山豊和：第 25 回粉体に関する討論会講演要旨集，札幌，p. 82 (1987)。
- 3) 高橋 智，小林信昭，山崎敏規：静電気学会講演論文集'90，p. 303，静電気学会 (1990)。
- 4) W.O. Schumann : *Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen*, p. 85 and p. 192, Springer, Berlin (1923)。
- 5) W.R. Harper : *Contact and Frictional Electrification*, p. 14, Oxford Univ. Press, London (1967)。
- 6) J.V. Iribarne and B.A. Thomson : *J. Chem. Phys.*, 64 (1976) 2287。
- 7) L. Rayleigh : *Phil. Mag.*, 14 (1882) 184。
- 8) 佐藤 孝，中島耀二：電気学会論文誌 A, 110 (1990) 473。
- 9) 三崎方郎：静電気ハンドブック，静電気学会編，p. 316 オーム社 (1981)。
- 10) 例えば、上田 実，増田閃一，丸茂秀雄，村崎憲雄，渡辺 彰：静電気の基礎，p. 184，朝倉書店 (1971)。
- 11) A. Doyle, D.R. Moffett and B. Vonnegut : *J. Colloid Sci.*, 19 (1964) 136。
- 12) M.A. Abbas and J. Latham : *J. Fluid Mech.*, 30 (1967) 663。
- 13) J.W. Schweizer and D.N. Hanson : *J. Colloid & Interface Sci.*, 35 (1971) 417。
- 14) D.G. Roth and A.J. Kelly : *IEEE*, 19 (1983) 771。
- 15) H. Shelton, C.D. Hendricks and R.F. Wuerker : *J. Appl. Phys.*, 31 (1960) 1243。
- 16) 例えば中野義映編：高電圧工学（改訂2版），p. 22，オーム社 (1991)。
- 17) A. Engel (山本訳) : 電離気体, p. 178, コロナ社 (1957)。