

# コロナ放電々界内での高導電性粒子に働く放電圧力について

足立 宜良\*・池田 隆\*・庄 靖彦\*\*

## On the Discharge Pressure for High Electric Conductivity Particle in Corona Discharging Field

Takayoshi ADACHI, Yutaka IKEDA and Yasuhiko SYO

### Abstract

A negative corona discharging field was constructed with a positive plate-electrode and a negative multi needle-electrode and a model particle was suspended in this field. Within the sufficient field strength for the model particle to attach on the plate-electrode, the low conductivity model particle stucked on there and the high conductivity model particle was attracted there keeping some gap of spark discharge with slight vibration. The same behavior as for the high conductivity model particle was observed when the plate-electrode surface was covered with thin water film.

The amplitude and period of the discharge current waveforms through the probe electrode when a glass ball was suspended within the corona discharging field were little than that for a steel ball. At later case, the discharge gap between the plate-electrode and a steel ball are investigated by the spark discharge. The authors called the force which gave the discharge gap as "discharge pressure".

It is expected that the discharge pressure may come to appear at the field strength about 6kv/cm the steel ball of which diameter is larger than 367 $\mu$ , and that it may come to appear as far as the steel ball of larger diameter within less field strength. Those experimental results are interested in studying the phenomena of difficulty for electrical precipitator of coagulated high conductivity particle.

### 1. 緒 言

電気集じん器の集じん率は工業的発じん粒子の電気的性質（固有抵抗）に影響され（文献1の図2・65参照）， $10^4 \Omega \cdot \text{cm}$  以下の場合にはこれまでの集じん理論<sup>2)</sup>から予測される集じん率よりもはるかに低い値を示すことは知られている。

この領域における集じん率低下の原因として，G. W. Seman と G. W. Penny の両氏<sup>3)</sup>ならびに橋本清隆氏<sup>4)</sup>は，大約するとつぎのように述べている。「高導電性粒子はまず電荷を得て，集じん電極に到達して放電し，ただちに逆極性電荷を得て空間に射出される。そして，すぐに空間電荷で中和され，さらに荷電されて再び集じんされる。このように跳躍動作を繰返すことにより，その間にガス流で電界外へ送り出され

て集じん率の低下を来す。」

以上のように，集じん電極面上の高導電性粒子の跳躍現象を逆極性電荷によるクーロン作用力によるものとして説明されていたが，筆者らはこれまでの実験および考察を通じて，集じん極面近傍における荷電粒子の放電に伴なう反発力（放電圧力と仮称する）による作用力<sup>5,6)</sup>の影響を，この原因として重視すべきことを提唱してきた。

この論文においては，コロナ放電々界内において高導電性粒子が，接地電極としての平板電極または水膜電極上でその保有電荷を放電するときどのような挙動を示すかについて，粒子の表面電気抵抗と放電々流波形の関係から考察を行なった。さらに放電圧力の作用がどのような高導電性粒子の大きさと電界強度の関係の下において起り得るかについて吟味を行なった。

\* 電気工学教室

\*\* 大学院専攻科電気工学科

2. 実験の要領および結果

2.1 高導電性粒子の電極面上での挙動

実験に用いた電源はFig. 1, またコロナ放電々界はFig. 2 に示した7針<sup>13)</sup> からなる放電々極と平板電極とで構成した. この放電々界内に鋼球 (1.09cm) を平板電極面から 1cm (粒子に働くクーロン作用力と比較して重力の作用力が省略し得る範囲) 離れた位置にナイロン糸 (0.2mmφ) をもって吊し, 放電々極に負の高電圧を印加した. 平板電極を金属製平板電極または水膜平板電極 (水は自由落下) とし, 印加電圧の変化に伴う鋼球の状態変化を写真測定し, その結果をFig. 3 に示した.

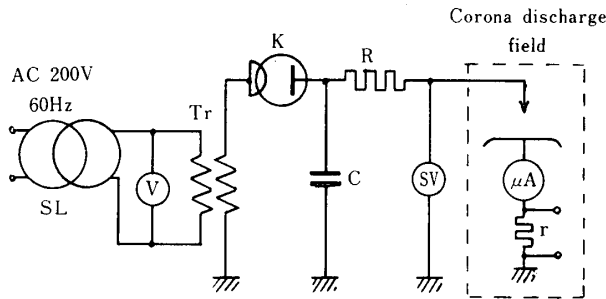


Fig.1 Schematic diagram of experimental circuit

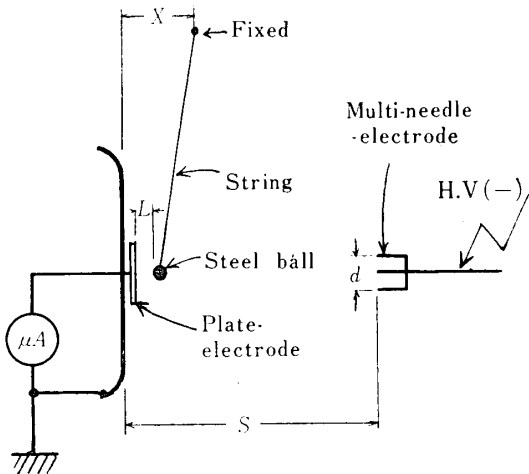


Fig.2 Showing arrangement of electrodes and behavior of suspension in the corona discharge field

Fig. 3 (a) は鋼球が放電圧力 $\ominus F_D$  のため平板電極の表面と微小間隙を保持して充放電を繰返している状態を示す. 印加電圧の増加につれて微小振動の振幅は零に近づき, 放電間隙は増加する. 平板電極面に, 一様な流下水膜を形成して同様な実験を行なうと, Fig. 3 (b) および(c) の2つの状態が観察される. 印加電圧の上昇速度が速いと鋼球の変位速度が大になり鋼球は水面に衝突する. 鋼球が一旦水面に突入すると, 電圧

を遮断しても鋼球は水の表面張力のため電極面の水膜に付着したままの状態とどまる. しかし, 鋼球に働くクーロン力  $F_C$  と重力の制御力  $F_G$  との平衡を保ちながら静かに電圧を上昇させると, 微小放電間隙を保ち放電を持続し, 定常状態に達する. この状態における鋼球の挙動および放電々流波形は Fig. 3 (a) の金属製平板電極の場合と類似である.

Fig. 3 (b) の状態をさらにくわしく観察するために Fig. 4 の装置を用いた. ガラス製容器 (7.4cmφ × 5.5cm) に観察しやすいように十分に水を満たし, 水を白金線で接地する. 鋼球を水面と 2mm のギャップを保って金属棒で固定し, これに負の高電圧を印加した. 印加電圧の増加につれて鋼球の直下は山のように水面がもり上る. さらに電圧を増加すると, 鋼球表面と一定距離を保って噴火口のように凹形になり, その直径は電圧とともに増加する. 火花放電々圧に近づくと凹形の部分に相当する液面が微小振動して不安定状態を示し, この状態を経過して火花放電に到る.

墨汁をまぜた水を用いると, 液面の水は球の直下へと周辺から移動しているようにみえるが, この現象についての断定はこれだけの実験では出来ない. しかし印加電圧の増加につれて, 水の運動は活発に行なわれる. Fig. 3 (b) の状態は水が流下している状態であるため, 球直下での水のもり上りは認められたが, Fig 4 の実験観察結果ほど顕著な現象はみられなかった.

2.2 粒子の表面電気抵抗と放電々流波形

Fig. 3 (a) の状態における鋼球と平板電極との間隙はこれが印加電圧により変化する関係の解析結果から, 筆者らはこれが放電圧力によるものであると報告<sup>5)</sup>した. ここでは, さらに放電々流波形から放電圧力について考察を行なう.

表面抵抗の異なる模型粒子について, Fig. 2 のプローブ電極 (2.5×2.8cm) に流入する放電々流をメモリスコープを用いて写真測定した電流波形をFig. 5 に示す. ただし, 放電々極と平板電極の距離  $S=14$ cm, 印加電圧  $E=75$ kV の条件下にて行なったものである. 各々の写真について, つぎのように考察される.

- (1) 電界内に粒子がない (a) 図の場合の電流波形には整流電源電圧のリップル (60Hz 周期16.7msec) のみがみられる.
- (2) 高抵抗表面のガラス球 (直径 1.34cm) を吊した (b) 図の場合には, 不規則な微小コロナ放電 (周期0.2~1.5msec, 尖頭値0.2~0.5μA) がみられる.
- (3) 高導電性の鋼球を吊した (c) 図の場合には, やや不規則であるが, 前者より周期 (5~7msec)

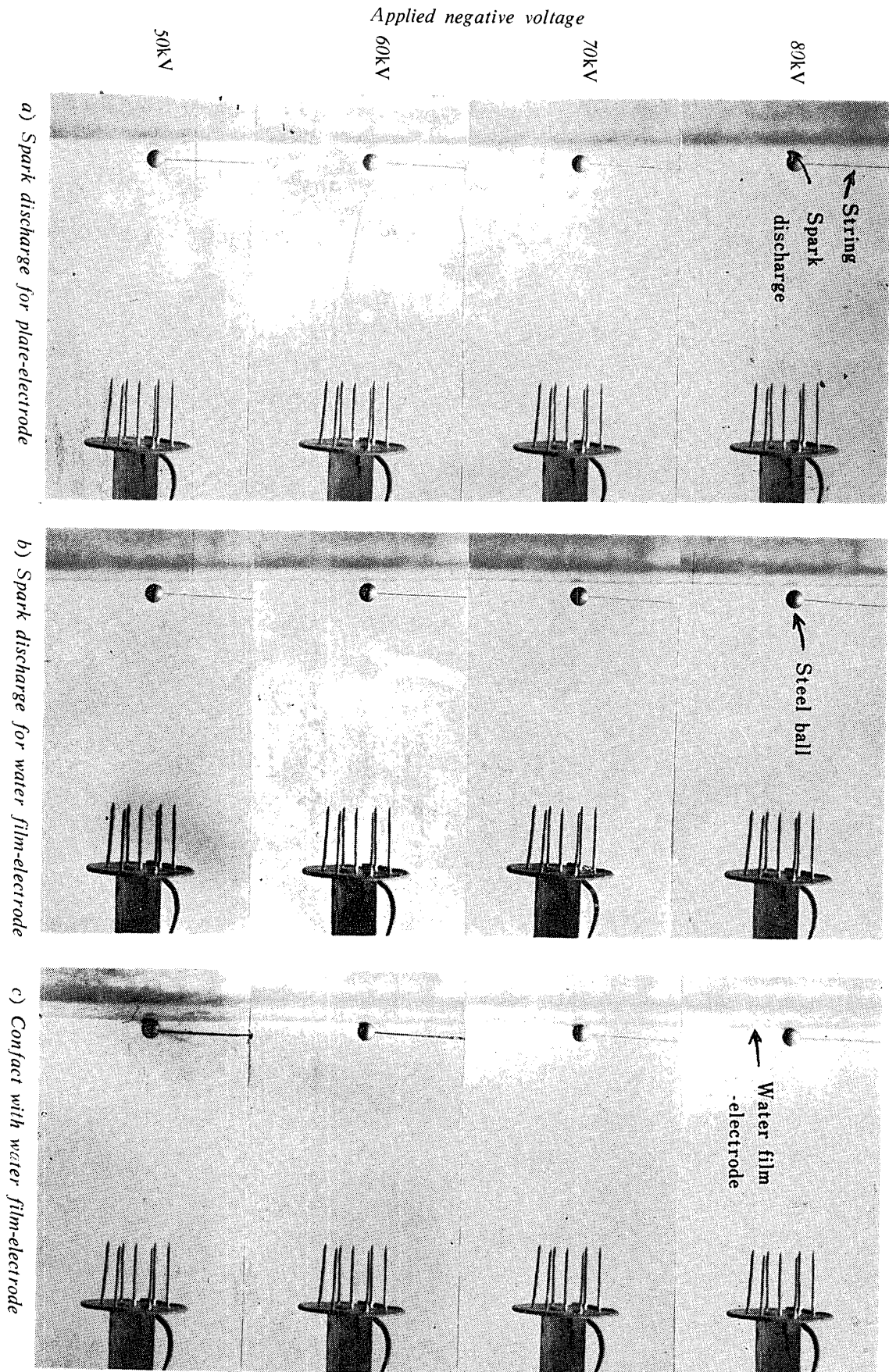


Fig.3 Spark discharge between polished steel ball (1.09cm dia.) and plate-electrode or water-film-electrode (See Fig.2) Electrodes spacing  $S=14\text{cm}$

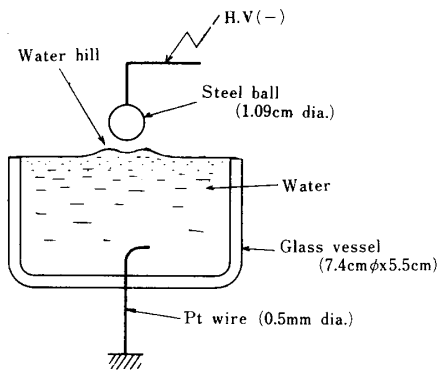


Fig.4 Showing arrangement of electrodes and the behavior of water hill for applied negative voltage.

ならびに尖頭値 (5~7 μA) が共に大きく, 粒子荷電と火花放電の繰り返し形式の特徴ある放電波形がみられる.

3. 実験結果の考察

3.1 放電々流波形と粒子挙動の関連

表面抵抗が適度の粒子は, 平板電極に吸着されたあと沿面グロー放電 (暗室にて観察された) を行ないながら, なめるように平板電極表面を少しずつごくわずかに左右に移動する. この現象は, Fig. 5 (b) の電流波形から, 粒子表面における制限された電荷移動速度の下で平板電極対面附近の限られた電荷量の火花放電が連続して行なわれていることによるものである. したがって, 尖頭値が小さく, かつ充電周期も短かく放電間隙もごく微小であることがうかがわれる.

鋼球のように, 表面抵抗の小さい導電性粒子は平板電極の表面と微小間隙を保って充放電を繰返し, 不規則なごくわずかな振動状態 (印加電圧の増加につれて振動振幅は零に近づく) で放電圧力のため空間にとどまる. この場合は飽和電荷量が大きく放電量および放電圧力が大きい. したがって充電周期も大である.

コンデンサ充電々荷を平板電極と鋼球の間で瞬時的に放電させて, 放電間隙を測定し, 放電圧力の影響を吟味したが<sup>12)</sup>, Fig. 5 (c) の波形はかような瞬時的火花放電がほぼ一定周期で連続的に行なわれたことを示す. したがって, 上記の高導電性粒子の挙動は, 文献12) の放電圧力とこの度の電流波形との関連から, 十分にうなずかれるであろう.

3.2 放電圧力発生条件における粒子の大きさの影響

筆者らは実験上の便宜から cm 級の粒子を取扱ってきたが, 粒子の大きさがさらに小さくなった場合の放電圧力について考察を試みる. ある電界強度  $G$  における直径  $D_p$  の粒子に貯えられる飽和電荷量  $ne$  は<sup>7)</sup> (以下 CGS 静電単位として取扱う)

$$ne = \frac{1}{4} \zeta D_p^2 G \tag{1}$$

で表わされる.  $\zeta$  は粒子の電気的性質を示す定数で誘電率  $\epsilon$  をもつ粒子についてはつぎの式で表わされる<sup>7)</sup>.

$$\zeta = 1 + 2 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \tag{2}$$

粒子が鋼球および高導電性粒子の場合,  $\epsilon$  を近似的に  $\infty$  とすると,  $\zeta$  は3になる. この値を(1)式に代入すると

$$ne = \frac{3}{4} D_p^2 G \tag{3}$$

粒子の静電容量  $C$  は  $D_p/2$  であるから, 粒子の電位  $V$  は(4)式を用いてつぎのように表わされる.

$$V = \frac{ne}{C} = \frac{3}{2} D_p G \tag{4}$$

(4)式で電界強度  $G$  をパラメーターとして, 電位  $V$  と直径  $D_p$  の関係と Pashen の曲線<sup>8,9)</sup> (温度 20°C, 圧力 750mmHg とする) を両対数の同一図面に記入したのを Fig. 6 に示す.

粒子の径 640 μ で 2.5kV/cm の電界強度のとき, 粒子と平板電極間の火花放電距離  $L$  が 400 μ である関係の求め方を図中に点線で示した. これまで実験によく

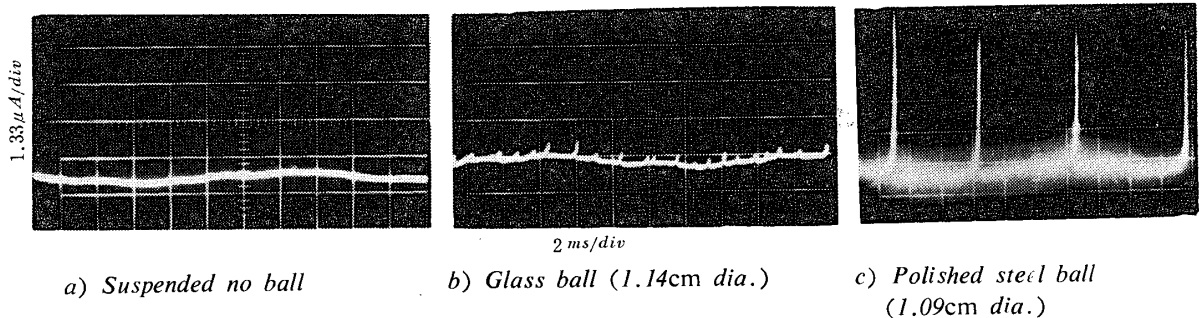


Fig.5 Discharge current wave forms through the probe-electrode (2.5×2.8cm) (See Fig.2) Electrodes spacing S=14cm, Applied voltage E=75kV

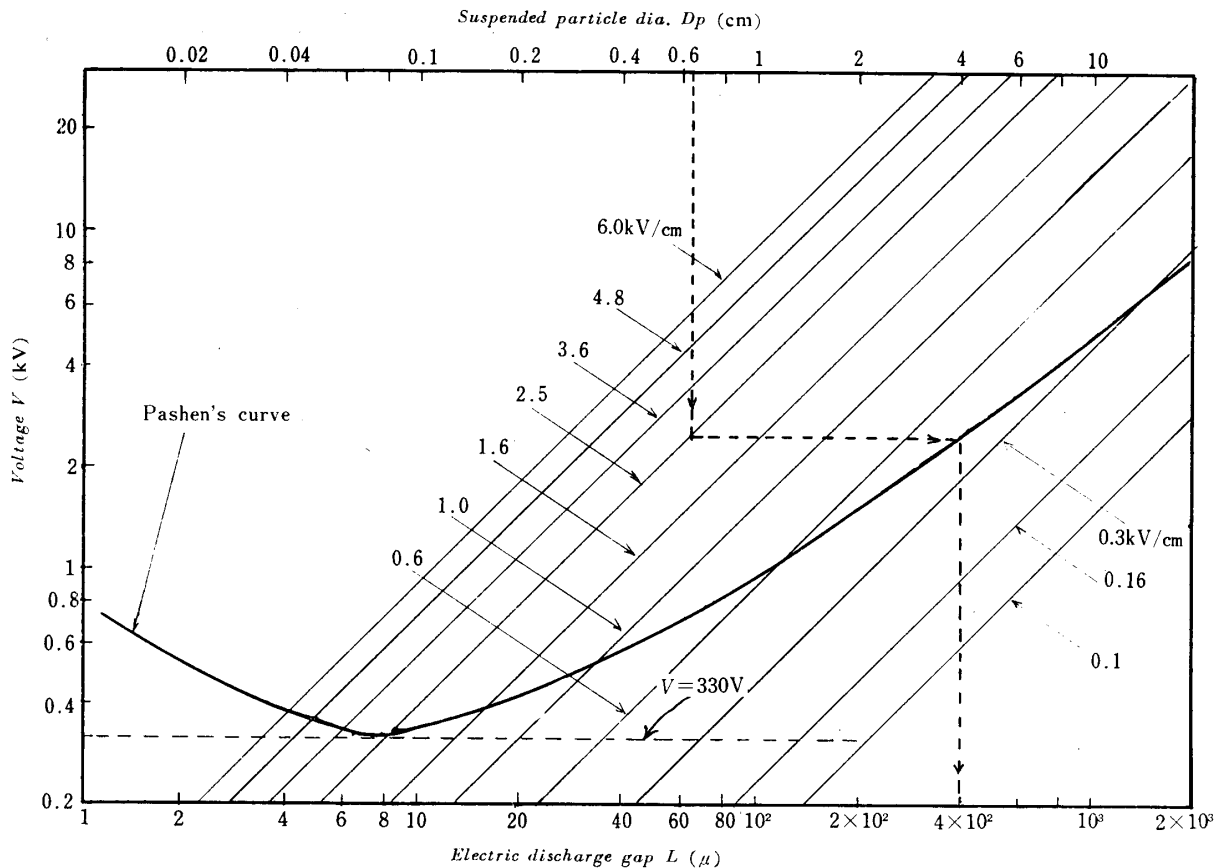


Fig. 6 Paschen's curve ( $L$  vs.  $V$ ) and the characteristics of suspended particle diameter vs. voltage ( $20^{\circ}\text{C}$ ,  $760\text{mmHg}$ )

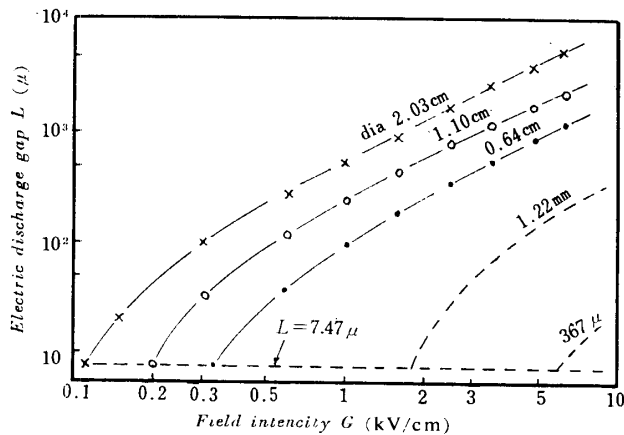


Fig. 7 Consideration on the relation between suspended particle dia., field intensity and electric discharge gap ( $20^{\circ}\text{C}$ ,  $760\text{mmHg}$ )

用いた鋼球粒子径3種<sup>10)</sup>と2種(下記の実用電界強度の条件に相当する上, 下限球径)の粒子径について火花放電距離  $L$  (cm) と電界強度  $G$  (kV/cm) の関係を同様にして求めて Fig. 7 に示した。常態空気 ( $20^{\circ}\text{C}$ ,  $760\text{mmHg}$ ) について, 最小火花電圧は  $330\text{V}$ <sup>11)</sup> で最小火花放電距離は図中に点線で示すように  $7.47\mu$  (

計算値) である。ここで, 電気集じん器の実用的平均電界強度を  $1.8\sim 6\text{ kV/cm}$  程度と仮定して, この最小火花放電距離を与える球径を(4式)から計算すると約  $1.22\sim 0.367\text{mm}$  になる。

筆者の行なった実験は Fig. 7 の  $L > 7.47\mu$  (点線) の条件を満たす実線の範囲に該当する。それぞれの粒子径について曲線の左上域は無放電域, 右下は放電圧力が考えられる条件域になるわけである。さらに粒子径が小さい範囲について考えると, 同図細点線のようにかなりの強電界において無火花のまま電極に付着するかも知れない。あるいはまた, 実際の集じんの場における非球形凝集粒子(物理的および電氣的凝集が考えられる)の挙動については, 粒子の集じん電極側における電界集中などの効果(平均粒子径  $D_p$  では  $V > 3D_pG/2$  となること)が考えられるので, Fig. 7 の考察結果よりもさらに弱電界においても, 表現をかえれば, さらに小さな粒子についても放電圧力が考えられる可能性が生じる。

しかし, このような放電圧力の作用が働かないほど微細な導電性粒子の集じん困難については, 放電圧力以外の作用力すなわち「緒言」の章で述べた同極性帯

電体の反発クーロン力<sup>3,4)</sup>が考えられねばならないであろう。

これらの事情については推論的であり、今後10~100 $\mu$ 程度の高導電性微細粒子について実験を行ない、放電圧力の作用力と反発クーロン力の作用力の限界粒子径等につき考察し、つぎの機会に報告したい。

#### 4. 結 言

実験および考察の結果を要約するとつぎのようである。

1 ある電界内に吊された鋼球の挙動は、集じん電極が金属平板電極の場合、放電圧力のためこの電極とある間隙を保って空間にとどまる。しかし、水膜電極の場合は印加電圧上昇の関係で上記と同様のふるまいを行なう場合と、水膜に付着したままの状態に止まる場合の2つの状態を生ずる。

2 ある電界強度のもとで、プローブ電極に接近した模型粒子の導電性により、この電極に流入する電流の波形は大きく異なる。特に鋼球の場合の電流波形は、やや規則性のある火花放電によるパルスであり、これで放電圧力が生じ、電極の鋼球のギャップを保持すると思われる。

3 放電圧力は6 kV/cmの電界強度では直径367 $\mu$ 以上の鋼球について発生し、電界強度が低下すると放電圧力発生の限界球径はさらに大きくなる。非球径の高導電性粒子では、粒子の集じん極側における電界集中

などにより、球形の場合よりもかなり小さい粒子についても放電圧力の作用が有意になると考えられる。

4 電気集じん器における高導電性粒子の跳躍現象について、これまでもっぱら反発クーロン作用力による説明がなされたが、凝集粗大の非球形粒子については放電圧力の作用をも併せ考えることが有意と思われる。

本報告をまとめるにあたり、終始懇切なご指導を賜わった橋本清隆教授のご厚意に深く謝意を表する。

#### 参 考 文 献

- 1) 橋本清隆・足立宜良：静電気とその産業技術：東京電機大学出版（昭44）p.106
- 2) W. Deutsch : Ann. d. Phys. : 68.335 (1922)
- 3) G. W. Seman & G. W. Penny : IEEE, Inter. Conv. Record, 13. 7, 69 (1965)
- 4) 橋本清隆：化学工学：25, 852 (1961)
- 5) 足立宜良：公害と対策：2, 6, 31 (1966)
- 6) 足立宜良・池田隆：山工工学部研究報告：17, No.1, 11(1966)
- 7) J. White : Electrostatic Precipitation; Ad. We. Pub. Co. (1963) p.135
- 8) 電気学会：放電ハンドブック：電気学会（昭36）p.105
- 9) 鳳誠三郎・木原登喜夫：高電圧工学：共立出版 k/k （昭40）p. 8
- 10) 足立宜良：山工工学部研究報告：17, No.1, 1 (1966)
- 11) 電気学会：電気工学ハンドブック：電気学会（昭42）p.462
- 12) 足立宜良：山工工学部研究報告：18, 3, 49 (1967)
- 13) 庄 靖彦・足立宜良：山工工学部研究報告：20, 261 (1969)

(昭和44年8月14日受理)