

論 文

## 逆電離の始発条件および放電様態

増田 閃一\*, 水野 彰\*, 阿久津 顯右\*

(1977年7月2日受理)

### Initiation Condition and Mode of Back Discharge

S. MASUDA,\* A. MIZUNO\* and K. AKUTSU\*

(Received July 2, 1977)

Modes of back discharge occurring in the electrostatic precipitator were studied using, instead of a dust layer, simulated samples of glass and mica plates with a pin-hole, and tissue papers. It is confirmed that back discharge starts when the apparent field strength in the sample layers exceeds its breakdown field strength. Back discharge becomes to be a streamer corona under atmospheric condition. It can be classified into space streamer mode, surface streamer mode and mixed streamer mode, depending upon the field distribution around the breakdown point in the sample layers. The first and the third modes occur when the field strength in the air gap,  $E_a$ , exceeds about 5 kV/cm, and positive ions are generated in the whole gas space. The second mode appears when  $E_a$  is lower than about 5 kV/cm, and the area of ion generation is limited to the near surface region. Among the factors affective on the back discharge mode, the dust resistivity is the most essential. For low dust resistivity, space streamers tends to develop from the breakdown points when the applied voltage is raised. For high dust resistivity, on the other hand, the number of breakdown points increases and surface discharge is pronounced. Remarkable difference in modes is observed when using positive corona. Neither space streamer nor surface discharge occur and the flashover voltage becomes higher than that with negative corona.

#### 1. はじめに

逆電離は多くの工業用電気集じん装置において集じん効率低下の原因となっており、電気集じん技術における最大の問題の一つである。これは集じん電極上に堆積した高抵抗ダスト層の絶縁破壊に起因する異常放電現象である。放電極を負極性とする通常の場合の逆電離は、大気条件下ではストリーマ状放電となり、絶縁破壊点から空間あるいはダスト表面の蓄積電荷に向かってストリーマが進展する<sup>1)</sup>。このため火花電圧が大幅に低下し、正

イオンの射突でダスト粒子の電荷が減少または反転して集じん作用の大幅な低下をもたらす。逆電離の特性はダスト層の電気抵抗率、破壊電界強度等の電気的性質のほか、層の厚み、ダストやガスの化学組成の影響をも受ける<sup>2)</sup>。したがってその発生様態はきわめて複雑な様相を呈する。

負コロナ放電を用いた場合に発生する逆電離は、その放電様態によって次の2種類に大別することができる。一つはストリーマ・モードの逆電離で、ガスの平均自由行程の小さい範囲、すなわち高気圧（常温下で 600 Torr 程度以上）あるいは低温（常圧下で 100°C 以下）において顕著に発生する。他の一つはグロー・モードの逆電離で、ガスの平均自由行程の大きい範囲で発生する<sup>2)</sup>。この場合には絶縁破壊点は安定なグロー・コロナ状に強く発光し、ストリーマの発生はまったく認められない。

\* 東京大学工学部電気工学科 (113 東京都文京区本郷 7-3-1)

Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, University of Tokyo, 7-3-1, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113, Japan

ストリーマ・モードの逆電離はストリーマの進展のしかたによりさらに空間ストリーマ・モード、沿面ストリーマ・モード、およびこの両者の混在する混成ストリーマ・モードの三つに分類することができる。通常の電気集中装置における条件下ではこのうちの第3のモードがよく発生する。本論文は大気条件下で発生するストリーマ・モードの逆電離を研究したものである。グロー・モードの逆電離に関しては別に報告する<sup>2)</sup>。

## 2. 逆電離の始発条件と放電様態

図1に示す針対平板電極系を用いて逆電離の始発条件および様態を測定した。従来逆電離の始発条件は、集じん電極上におけるダスト層内の電界強度  $E_d$  が、その破壊値  $E_{ds}$  をこえ

$$E_d = i_d \times \rho_d \geq E_{ds}$$

となることであると考えられてきた<sup>1)</sup>。ただし  $i_d$  は層内のコロナ電流密度、 $\rho_d$  はダスト層の見掛け固有抵抗率である。この場合コロナ空間中でのダスト層絶縁破壊強度は平行平板電極を用いて測定した絶縁破壊強度と一致するか否かは明らかでない<sup>3)</sup>。そこでこの点を明らかにするため、ダストの代わりにピンホールをもった2枚のガラス板を重ねた試料を用いて実験を行なった。この場合、両ピンホールの相対位置をずらすことによって絶縁破壊強度を変化させた。使用したガラス板の抵抗率  $\rho_d$  は  $6 \times 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ 、厚みは 2.0 mm、ピンホールの直径は 0.5 mm である。試料の表面抵抗  $R_s$  を十分高く保たないと沿面ストリーマが発生しにくいので、これらの電極系を恒温恒湿槽に入れ、温度 40°C、相対湿度 20%において以下の実験を行なった。この条件下で表面抵抗  $R_s$  は  $3.5 \times 10^{14} \Omega$  であった。なおイメージインテンシファイア (EMI, type 9912, 最大利得約 10<sup>6</sup> 倍) を用いて逆電離始発直後の放電様態を観測した。また同時に電流波形をオシロスコープ (帯域 DC~10 MHz) により測定した。

コロナ空間中における逆電離始発時の試料の絶縁破壊強度  $E_{ds'}$  は以下のようない方法で測定した。すなわち、まず図2に示すように種々の  $E_{ds}$  (平行平板電極による値) の値に対する電圧-電流密度特性を求める。ここで  $J$  は主電極において測定したコロナ電流密度である。図2において実線で示した曲線1, 2, 3は針と平板の間隔  $d$  を 60 mm とし、試料を平板電極上に置いて求めたものである。また破線で示した曲線は試料を取り除いて、その厚み分だけ電極間隔を小さく ( $d=56$  mm) して求めた特性である。

これらにおいて、逆電離が発生していない電圧範囲である  $J$  の値のもとで試料が受け持つ電圧降下分  $\Delta V$  は、

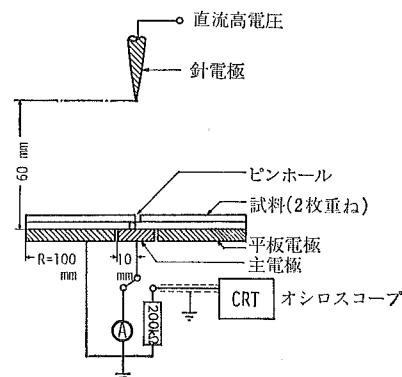


図1 逆電離開始条件測定用実験装置

Fig. 1 Electrode system for studying back discharge.

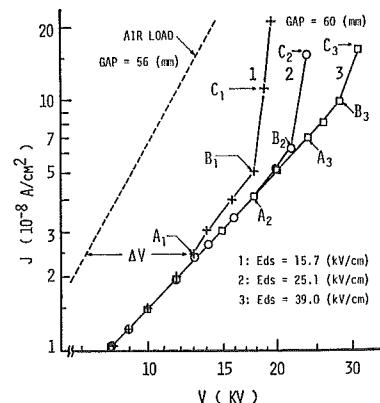


図2 逆電離電圧-電流密度特性 (試料の絶縁破壊強度  $E_{ds}$  を変えて測定、試料抵抗率  $\rho_d=6 \times 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ )

Fig. 2 Voltage-current curves under back discharge condition for different values of breakdown field strength. (A pair of glass plates, each having a single pinhole; sample resistivity  $\rho_d=6 \times 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ )

その  $J$  に対しての実線と破線の電圧差 ( $V - V'$ ) で与えられるはずである<sup>4)</sup>。そこで逆電離始発点における  $\Delta V$  の値を  $(\Delta V)_0$  とすると、 $E_{ds'}$  は  $(\Delta V)_0/t$  で与えられることとなる。ただし  $t$  は試料の全厚み (4.0 mm) である。

図3は逆電離始発点付近の電流波形である。まず針電極におけるコロナ開始とともに主電極においてトリニティルパルスが観測される。次いで印加電圧の上昇とともにトリニティルパルスのくり返し周期が短くなり、直流成分が現われ增加する (図3-a)。続いて図2の A<sub>1</sub>~A<sub>3</sub> 点に達すると試料のピンホールに微弱な連続的発光が出現するとともに、電流の異常な増加が始まる。この点が試料のピンホールの絶縁破壊による逆電離始発点にほかなら

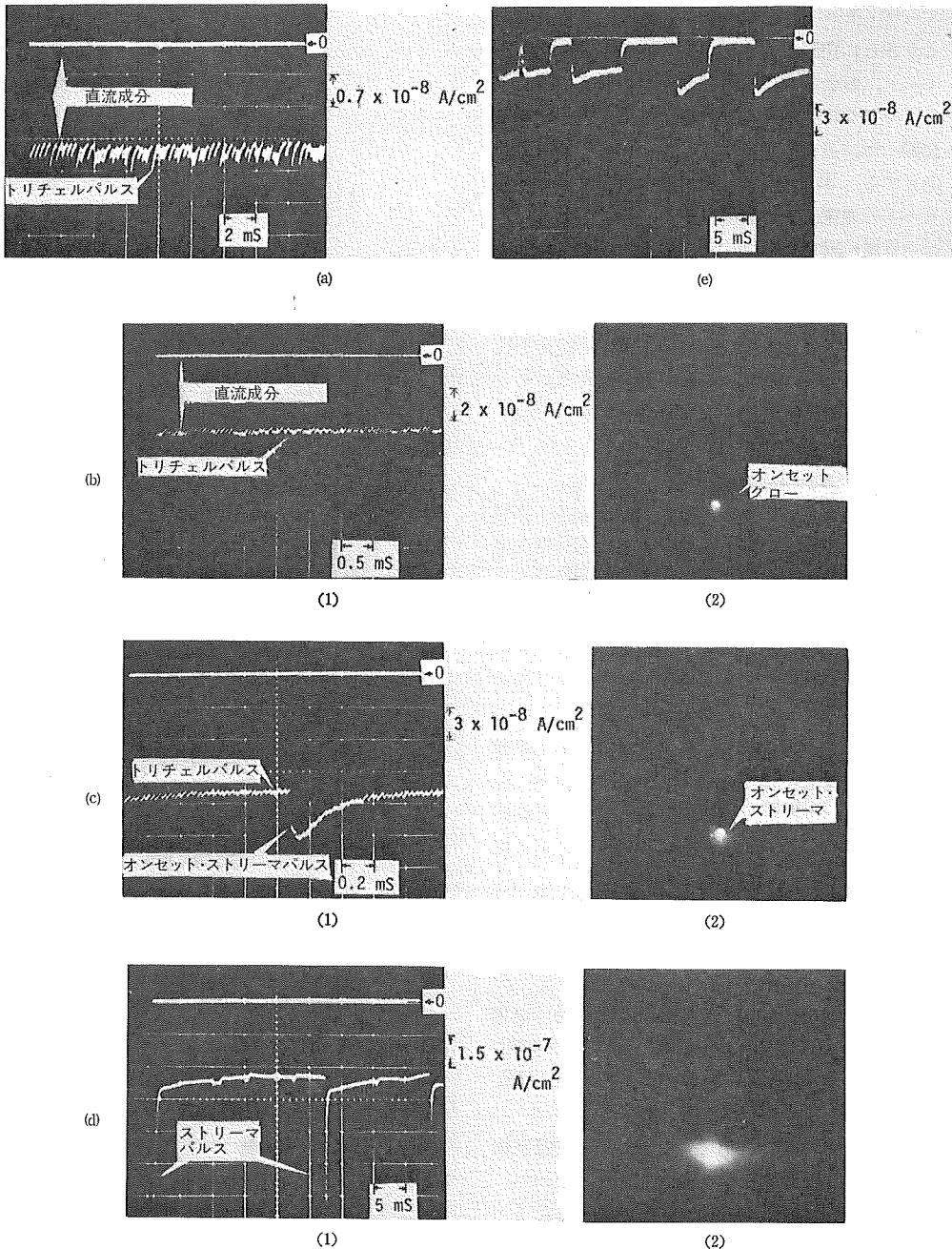


図 3 逆電離の電流波形と放電様態

- (a) トリニティーパルス (電流波形) (12 kV,  $2.0 \times 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ )
  - (b) オンセットグロー (16 kV,  $4.0 \times 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ )
    - (1) 電流波形, (2) イメージインテンシファイアによる写真
  - (c) オンセット・ストリーマ (18 kV,  $1.1 \times 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ )
    - (1) 電流波形, (2) イメージインテンシファイアによる写真
  - (d) ストリーマ (21 kV,  $4.0 \times 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ )
    - (1) 電流波形, (2) イメージインテンシファイアによる写真
  - (e) くり返し絶縁破壊 (電流波形) (10 kV,  $4.0 \times 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ )
- (試料: マイカ板)

Fig. 3 Current wave forms and modes of back discharge.

表 1 逆電離始発点での  $E_{ds}$ ,  $E_{ds'}$  と  $\rho_d \times J_0$  の比較  
Table 1 Comparison of  $E_{ds}$ ,  $E_{ds'}$  and  $\rho_d \times J_0$ .

Curve	Initiation point	$\Delta V$ [kV]	$J_0$ [A/cm <sup>2</sup> ]	$E_{ds'} = \Delta V/t$ [kV/cm]	$\rho_d \times J_0$ [kV/cm]	$E_{ds}$ [kV/cm]
1	A <sub>1</sub>	5.6	$2.5 \times 10^{-8}$	14.0	15.0	15.7
2	A <sub>2</sub>	9.2	$4.1 \times 10^{-8}$	23.0	24.6	25.1
3	A <sub>3</sub>	14.0	$6.9 \times 10^{-8}$	35.0	41.4	39.0

らない。この時点での電流波形を図 3-b-1 に示す。各始発点 A<sub>1</sub>～A<sub>3</sub> 点において求めた  $E_{ds'}$  の値をそれぞれの点での電流密度  $J_0$  にもとづく  $\rho_d \times J_0$  の値と比較した結果を表 1 に示す。両者はよく一致している。平行平板電極によって測定した  $E_{ds}$  の値も表に示す。各点における  $E_{ds'}$  はこれら  $E_{ds}$  ともほぼ一致している。したがって式(1)の逆電離始発条件の妥当性は実験的に立証できたこととなる。

絶縁破壊開始直後の連続的発光を伴う逆電離はグロー・コロナ放電の一種と考えられる。これをオンセット・グローと呼ぶことにする。さらに電圧を上昇させていくと、図 2 B<sub>1</sub>～B<sub>3</sub> 点において絶縁破壊点近傍に小さな沿面ストリーマが発生はじめる。これらの点における電流密度は  $0.5 \sim 1.0 \times 10^{-7}$  A/cm<sup>2</sup> の程度である。この小ストリーマは図 3-c-1 に示す小さな波高値をもった電流パルスを伴っており、またトリニティルパルスおよび直流成分も同時に存在している。このような小ストリーマをオンセット・ストリーマと呼ぶことにする。印加電圧が B<sub>1</sub>～B<sub>3</sub> 点をわずかに越えると電流が急激に上昇はじめ、C<sub>1</sub>～C<sub>3</sub> 点において空間ストリーマあるいは大きな沿面ストリーマが発生はじめる。これらのストリーマに対応した電流パルスは図 3-d-1 に示すように波高値の非常に大きなものである。C<sub>1</sub>～C<sub>3</sub> 点をストリーマ開始点、そのときの電圧をストリーマ開始電圧と呼ぶことにする。このストリーマ開始電圧以上ではさらに急激な電流増加が観測される。したがって試料が絶縁破壊を起こす逆電離始発点 (A<sub>1</sub>～A<sub>3</sub>) と電流の著しい異常増加が起こりはじめるストリーマ開始点 (C<sub>1</sub>～C<sub>3</sub>) とは明確に区別する必要がある。実際の集じん装置における現場的測定では電圧電流特性の折れ曲りから逆電離始発点を把握することは困難で、逆電離の発生はストリーマ開始点はじめて把握しうるものと思われる。

ピンホールを有する上記ガラス板の場合には、ピンホールの絶縁破壊とともにただちにオンセット・グローに移行したが、さらに抵抗率の大きいマイカ板 ( $\rho_d > 10^{15}$  Ω·cm) を用いた場合には、最初に不規則な絶縁破壊が発生し、続いて徐々に周期的な絶縁破壊となり (図 3-e)，その後はじめてオンセット・グローに移行する。こ

れは逆電離開始時の電流密度が小さすぎてグローの維持ができないことによるものと思われる。したがってこの場合には絶縁破壊開始電圧  $V_b$  とオンセット・グローに移行する電圧  $V_0$  とは異なる。

以上のことから、逆電離の段階は主として次の四つの電圧パラメータ、すなわち絶縁破壊開始電圧  $V_b$ 、オンセット・グローへの移行電圧  $V_0$ 、逆電離ストリーマ開始電圧  $V_{st}$ 、および火花電圧  $V_s$  により区分することができる。逆電離開始初期の不規則的な絶縁破壊、オンセット・グローおよびオンセット・ストリーマにおいては電流の異常増加は比較的小さい。これらをまとめて逆電離のオンセット・モードと呼び、これに対してストリーマを伴う逆電離の主モードをストリーマ・モードと呼ぶことにする。

### 3. ストリーマ・モードの逆電離

印加電圧がストリーマ開始電圧  $V_{st}$  を越えると逆電離ストリーマが破壊点から空間方向に、または試料表面に沿って放射状 (沿面方面) に、あるいは空間と沿面の両方向に進展する。したがってストリーマ・モードの逆電離はその進展方向により、空間ストリーマ・モード、沿面ストリーマ・モード、および両者の併存する混成ストリーマ・モードに分類できる。試料層が絶縁破壊した瞬間には、破壊点の頂部の電位はほぼ集じん電極の電位に等しくなるはずで、その結果破壊点の周囲には破壊点頂部に集中する放射状の電界ができるはずである。したがってストリーマ・モードの放電様態は絶縁破壊点を中心とするこの局所電界の分布によって決定されるものと考えられる。この電界分布を左右する因子は電極間の印加電圧による外部電界と、空間および試料表面に蓄積した電荷である。外部電界とイオン空間電荷が決定する空間方向の電界の主成分は試料面に垂直方向の電界  $E_a$  であり、また試料表面の蓄積電荷が決定するのは沿面方向の電界  $E_s$  であると考えられる。したがってストリーマ・モードの放電様態におよぼす  $E_a$ ,  $E_s$  の効果をそれぞれ独立に調べることとした。ただしストリーマ・モードの放電はくり返し放電なので放電消滅後のプラズマ残留時間にくり返し周期が近くなると放電の進展は著しく促

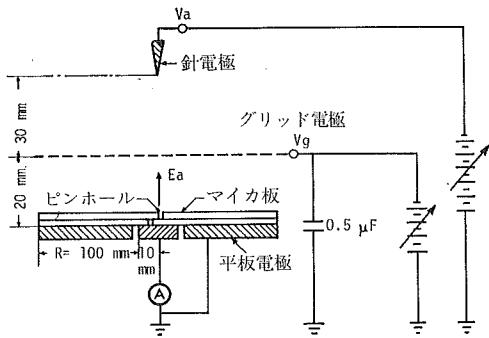


図 4 空間垂直方向電界および電流の逆電離様態におよぼす効果を調べるための実験装置

Fig. 4 Electrode system for studying the effects of vertical field and current.

進されるはずである。換言すれば、放電様態はイオン電流の大きさ\* にも依存すると期待されるので、その効果についてもあわせて研究した。

### 3.1 空間垂直方向電界とコロナ電流値の効果

空間垂直方向電界  $E_a$ \*\* およびコロナ電流密度  $J$  は実際の電気集じん装置においては互いに依存しており、しかもその依存性は 3.3 に述べるようにダスト層抵抗率によって大きく異なる。そこで図 4 に示すような針対平板電極間にグリッド電極を挿入した電極系を使用して、 $E_a$  および  $J$  を互いに独立に変化させつつ、それらの逆電離放電様態におよぼす効果を調べた。この電極系で針電極電圧  $V_a$  とグリッド電極電圧  $V_g$  を変化させることにより、 $J$  および  $E_a$  を独立に変化させることができ。ここで  $E_a$  の値はグリッド電極電圧とグリッド-平板電極間距離の比で与えられる。なおグリッド電極電圧の過渡的な変動をとり除くために  $0.5 \mu F$  のコンデンサをグリッド電源に並列に接続した。試料としてはこの場合もピンホールを有する 2 枚のガラス板を前述のように重ねて用いた。この試料の抵抗率は  $6 \times 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ 、平行平板電極により測定した、絶縁破壊強度は  $20.7 \text{ kV/cm}$  である。グリッド電極電圧  $V_g$  を一定に保つことにより  $E_a$  を所定の値に固定し、そのもとで針電極電圧  $V_a$  を変えて主電極電流密度  $J$  を変化させつつ逆電離放電様態をイメージインテンシファイアにより観測し、同時に電流波形も調べた。このときの  $V_g$  をパラメータとして求めた  $V_a$  と  $J$  の関係は図 5 のとおりである。

図 5 の特性から得られる  $E_a-J$  特性と、その曲線上での放電様態の観測結果をあわせて、 $E_a-J$  領域における

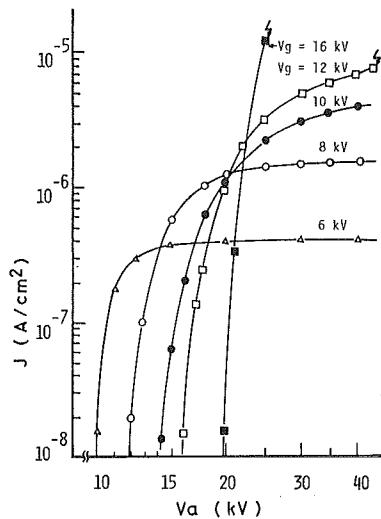


図 5 グリッド電極電圧  $V_g$  をパラメータとする逆電離電圧-電流密度特性 (図 4 参照)

Fig. 5 Voltage-current density curves for different values of grid potential  $V_g$  (ref. Fig. 4).

逆電離の様態図を描いたものが図 6-a である。

この図において、領域 I では電流値が小さいため逆電離は発生しない。電流値が増加し領域 II に達すると逆電離始発条件が満たされ、この試料では絶縁破壊と同時にオンセットグロー・モードの逆電離が発生する(図 3-b-2 参照)。さらに電流値が増加して領域 III になると、ピンホール上端部に小ストリーマが発生し(図 3-c-2)、小パルスを伴うオンセットストリーマ・モードの逆電離(図 3-c-1)が生ずる。これらの領域 II と III を逆電離の“オンセット領域”と呼ぶことにする。次に電流値がさらに増加して境界 C および D を越え、領域 IV あるいは V になると、沿面あるいは混成ストリーマ・モードの逆電離が発生する。ここで  $E_a$  が  $5 \text{ kV/cm}$  よりも小さい領域 IV では図 6-b に示されるように空間ストリーマは発生せず、逆電離は沿面ストリーマ・モードとなる。この領域においては電流値は空間電荷制限効果により、曲線 E 以上には増加できず(図 5 参照)、グリッド-平板電極間の火花閃絡は発生しない。一方  $E_a$  が  $5 \text{ kV/cm}$  を越える領域 V では沿面ストリーマに加えて空間ストリーマが発生し、混成ストリーマ・モードの逆電離となる(図 7-b 参照)。この領域においては、火花の発生は電流値によって支配され、電流密度  $J$  が曲線 F を越えるとグリッド-平板電極間で火花閃絡が発生する。図 6-a の領域図から明らかなように、領域 I, II, III および IV, V の境界線 A, B, C はいずれも横軸に平行となっており、このことからそれぞれの境界でのモードの遷移は一

\* 別報<sup>6)</sup>のとおり、くり返し周期に逆比例する。

\*\* ここにいう空間垂直方向電界とは試料の絶縁破壊点頂部からの試料に垂直な空間方向の電界で、その平均値は放電極と集じん極間の平均電界に等しい。

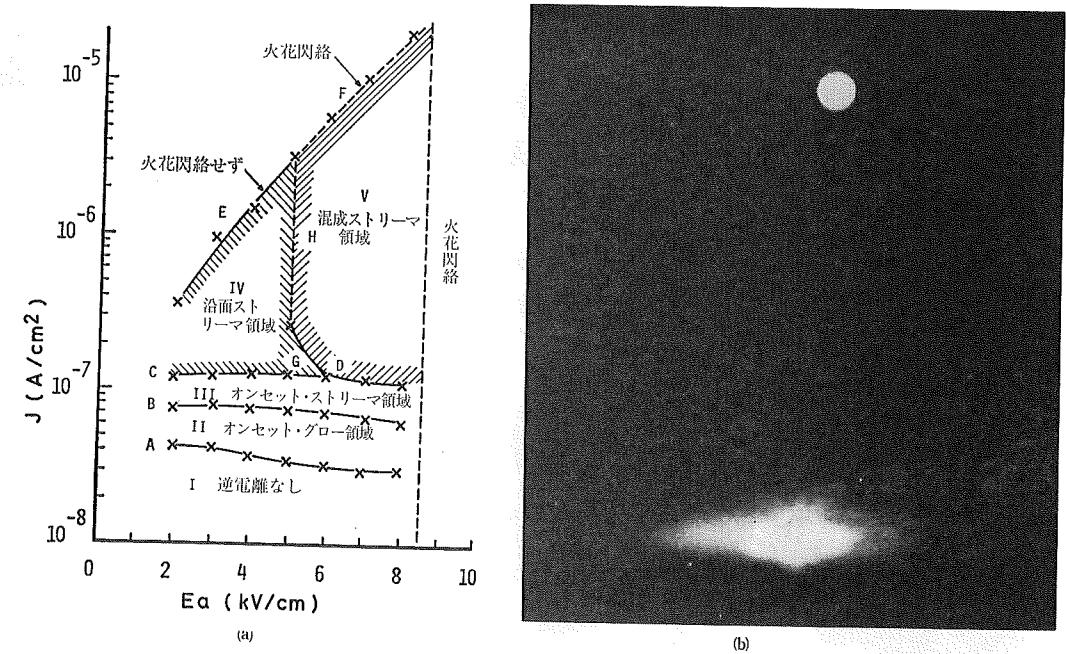


図 6 逆電離様態に対する空間垂直方向電界  $E_a$  および電流密度  $J$  の効果  
 (a) 逆電離様態図  
 (b) 沿面ストリーマ領域 (IV) における逆電離の写真  
 $(E_a=4.0 \text{ kV}/\text{cm}, J=5 \times 10^{-7} \text{ A}/\text{cm}^2)$

Fig. 6 Effect of tangential field and current density on mode of back discharge.  
 (a) Mode diagram in field-current domain.  
 (b) Photograph of back discharge in surface streamer region (IV).  
 $(E_a=4.0 \text{ kV}/\text{cm}, J=5.0 \times 10^{-7} \text{ A}/\text{cm}^2)$

定の電流を境として起こることがわかる。また領域IVとVの境界(曲線H)は  $E_a \approx 5 \text{ kV}/\text{cm}$  の線にあるが、この値は大気条件下でのストリーマ進展に必要な外部電界強度として知られている値である。

### 3.2 沿面方向電界の効果

絶縁破壊時には破壊点の電位はほとんどゼロとなるため試料の表面抵抗が著しく高く、その蓄積電荷が表面に拘束されている場合は、破壊点周囲に沿面方向電界が形成される。そしてその強度は破壊時の試料表面電荷密度の値に依存するものと考えられる。 $\sigma_0$  は、 $\epsilon$  を試料の誘電率とすると、 $\epsilon E_{ds}$  で与えられる。もし  $\sigma_0$  が著しく大きい場合には絶縁破壊により沿面ストリーマが発生し、逆に  $\sigma_0$  が小さくかつ空間垂直方向電界  $E_a$  も比較的小さい場合にはオンセットグロー・モードの逆電離が生ずるものと考えられる。そこでストリーマ・モードの逆電離について、前述のごとくピンホールを有するガラス板を2枚重ねて用い、 $E_{ds}$  の変化により  $\sigma_0$  を変化させて絶縁破壊時の沿面方向電界の逆電離様態におよぼす影響を調べた。図7に温度  $40^\circ\text{C}$ 、相対湿度  $20\%$ 、表面抵抗率  $R_s = 3.5 \times 10^{14} \Omega$  の条件の下で  $E_{ds}$  を変化さ

せたときの逆電離様態の写真を示す。 $E_{ds}$  が  $13.8 \text{ kV}/\text{cm}$  と小さいときは、図7-aに示すように空間ストリーマが著しく伸展し放電極へ向かう様子が見られるのに対し、 $E_{ds}$  が  $33.8 \text{ kV}/\text{cm}$  と大きい場合には図7-bに示すように混成ストリーマ・モードとなりピンホール周辺に著しい沿面ストリーマを生ずる。このことは  $\sigma_0$  が大きくなることにより沿面方向の電界強度が大きくなっていることを示している。この実験条件下では  $\sigma_0 \geq 5 \times 10^{-9} \text{ C}/\text{cm}^2$  において沿面ストリーマの著しい発生が見られた。

### 3.3 ダスト層抵抗率の効果

大気条件下での逆電離放電様態と、それに対するダスト層抵抗率  $\rho_d$  の効果を、ティッシュペーパを試料として調べた。ティッシュペーパを用いたのは  $\rho_d$  の変化が容易なため、湿度を変化させることにより  $\rho_d$  の値を広範囲 ( $10^8 \sim 10^{14} \Omega \cdot \text{cm}$ ) にわたって変えられる。図8は電極間隔  $60 \text{ mm}$  において測定した  $\rho_d = 6 \times 10^9 \sim 2 \times 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$  の範囲での逆電離発生時の電圧-電流密度特性である。約  $10^{11} \sim 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$  内の3種の  $\rho_d$  の値に対し、ほぼ同一の電流密度において撮影した逆電離放電様

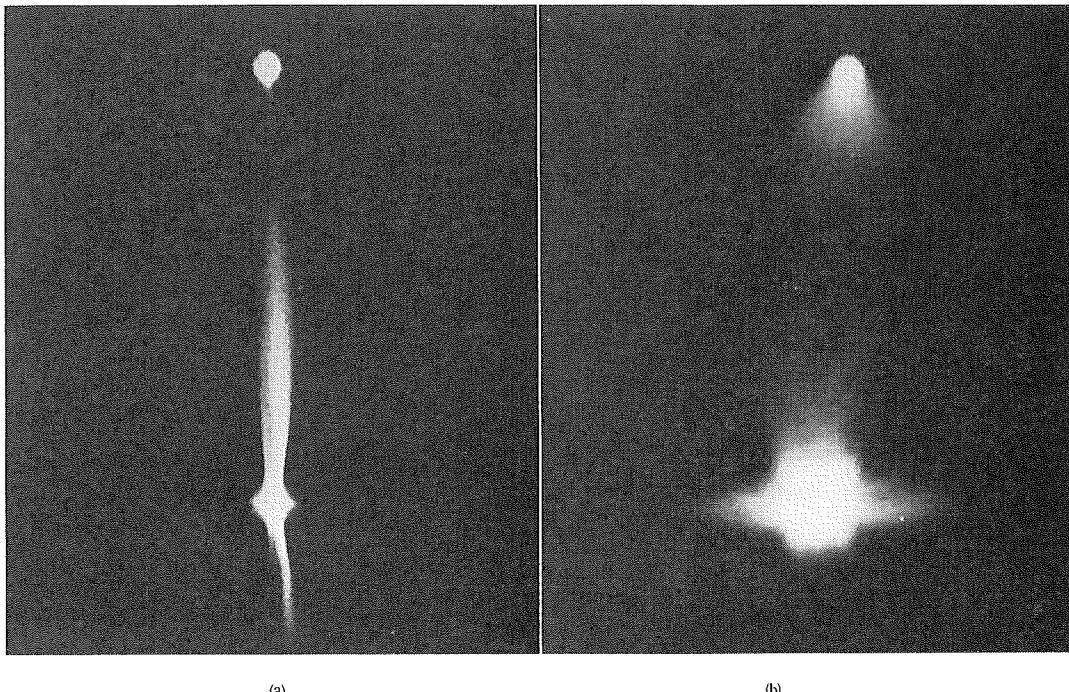


図 7 沿面方向電界の効果 (試料: ピンホール付きガラス板 2 枚重ね, 電極間隔: 50 mm)

- (a)  $E_{ds}$  が低い場合  
 $E_{ds}=13.8 \text{ kV/cm}, V=30 \text{ kV}, I=29 \mu\text{A}$
- (b)  $E_{ds}$  が高い場合  
 $E_{ds}=33.8 \text{ kV/cm}, V=40 \text{ kV}, I=23 \mu\text{A}$

Fig. 7 Effect of tangential field on back discharge in the mixed streamer mode. (A pair of glass plates, each having a single pinhole. Electrode gap=50 mm)

態の写真を図 9 に示す。

$\rho_d=6\times 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$  の場合には逆電離の発生はなく,  $V=-65 \text{ kV}, J=7.6 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ において火花閃絡に移行する。この電極系で、電極間隔を 60 mm として行なった実験においては、 $\rho_d$  の値が  $5\times 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$  以下では逆電離の始発条件、すなわち  $E_{ds}\leq\rho_d \times J$  は火花閃絡に移行する以前には満たされない。換言すれば、 $\rho_d$  の値が低い場合にはダスト層の絶縁破壊開始電圧に到達する前に火花閃絡に達する。 $\rho_d$  が  $5\times 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$  以上となると火花の発生に先立ってダスト層の絶縁破壊が生じ、逆電離が発生するようになる。このとき、電流の値は十分に大きく、空間には十分に高い電界が形成されているため空間ストリーマが発生しやすい。 $\rho_d=0.9\times 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$  の場合は、図 8 の曲線 2 に示されるごとくストリーマ開始電圧  $V_{st}$  はほぼ 27 kV であり、その放電様態は図 9-a のとおりで、絶縁破壊点の数は少なく、空間ストリーマが放電極方向へ進展している。そして空間ストリーマの発生により火花電圧  $V_s$  は正常時の約 50% 程度にまで大幅に低下する。 $\rho_d$  が比較的低い範囲 (5~

$9\times 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$ ) では  $\rho_d$  の増加とともに  $V_{st}$  が低下し、ついには  $V_s$  よりわずかに低くなるが、両者の差は非常に小さく逆電離ストリーマは容易に火花閃絡に移行する。したがって火花頻発現象が発生する。 $\rho_d$  が  $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$  以上となると(図 8、曲線 3, 4), 逆電離ストリーマはさらに低い電圧電流値で発生するようになり、 $V_{st}$  が  $V_s$  よりかなり低くなるため火花頻発現象は止む。この場合には絶縁破壊点の数が増し、各点は沿面ストリーマを伴うが、空間ストリーマの進展は抑制される。この傾向は図 9-c に示すように  $\rho_d$  が高いほど顕著となる。

このような  $\rho_d$  による逆電離放電様態の相違は、ダスト層と空間の電圧分担の相違によるものと考えられる。すなわち  $\rho_d$  が高い場合には小さな電流密度で逆電離が開始し、このときダスト層の電圧分担に比べて空間の電圧分担は小さい。したがって空間ストリーマの進展は抑制される一方、電圧の増加に伴って次々と多くの場所でダスト層の絶縁破壊が起こり、沿面ストリーマが発生する。このため火花頻発を生ずることなく電流の異常増加が起こるものと思われる。しかしながらこの場合にも電

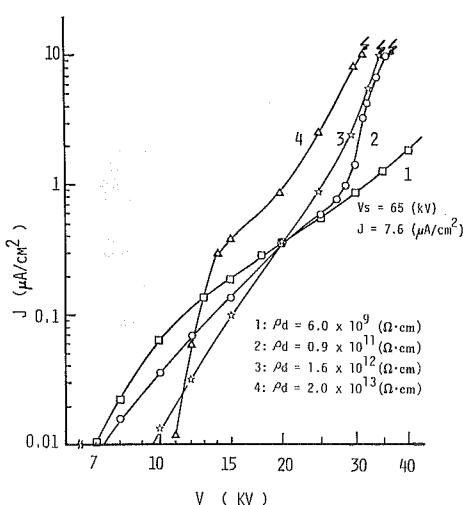


図 8 抵抗率  $\rho_d$  をパラメータとした逆電離電圧-電流密度特性（試料：ティッシュペーパー、1.0 mm 厚、負コロナ使用）

Fig. 8 Effect of dust resistivity  $\rho_d$  on voltage-current density curves under back discharge condition when negative corona is used. (Tissue paper, 1.0 mm in thickness)

圧をさらに上昇させると空間ストリーマが両電極間を橋絡するようになり、それに伴って電流の異常増加がさらに顕著となるのが認められた。なお図 8 からも明らかなように、逆電離発生時の火花閃絡は  $\rho_d$  の大幅な相違にもかかわらずほぼ同一の電圧・電流値で発生する。G.W. Penny らも逆電離発生時の火花電圧は  $\rho_d$  に依存せずほぼ一定値で、その値は正常時の約 50% であることを報告しているが<sup>⑥</sup>、本実験の結果もこれと一致している。

### 3.4 逆電離放電様態と荷電効率

負コロナ放電を用いた場合、ダスト層で発生する逆電離は正イオンを放出するので荷電空間には正負両極性のイオンが存在するようになる。この場合、両極性イオンの分布状態は逆電離の放電様態により異なるはずであるから、荷電空間におけるダスト粒子の荷電量も放電様態により左右されるものと思われる。すなわち沿面ストリーマ・モードでは逆電離は面状の正イオン源となり、混成あるいは空間ストリーマ・モードでは荷電空間全体で正イオンが生成されるものと考えられる。この点を調べるために図 10 に示す実験装置を用いて、荷電空間の種々の位置において粒子の荷電量を測定した<sup>⑦</sup>。この実験装置は放電極と平板電極間にグリッド電極を挿入したもので、図 6 に示すように空間垂直方向電界強度  $E_a$  と電流密度  $J$  を変化させることにより逆電離の放電様態を変化させることができる。グリッド-平板電極間に直径 3.0

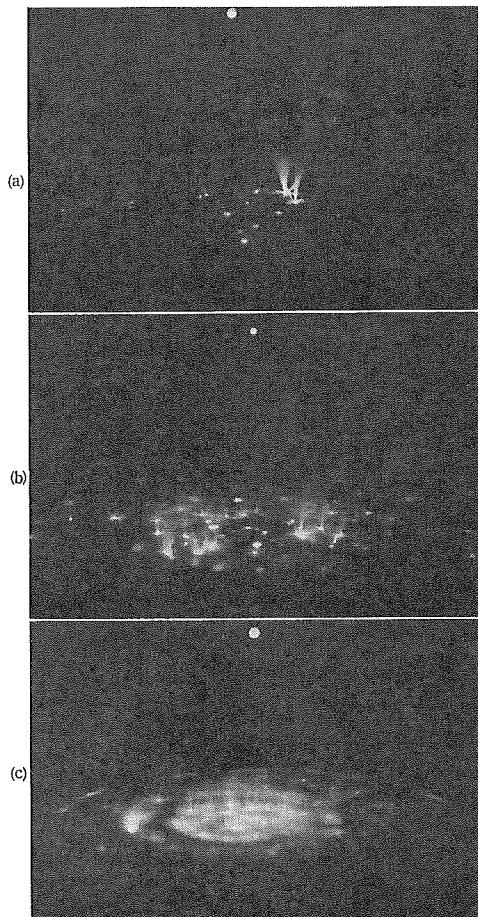


図 9 逆電離様態に対する抵抗率  $\rho_d$  の効果（試料：ティッシュペーパー）  
(a)  $\rho_d = 0.9 \times 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $J = 3.2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$   
(b)  $\rho_d = 1.6 \times 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $J = 5.5 \mu\text{A}/\text{cm}^2$   
(c)  $\rho_d = 2.0 \times 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $J = 2.2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$

Fig. 9 Effect of dust resistivity on back discharge mode. (Tissue paper)

mm の鋼球を落下させ、ファラデーケージによりその飽和帶電量を測定した。なおグリッド-平板電極間の距離は 50 mm、グリッド-放電電極間の距離は 30 mm であり、試料として 10 mm 間隔に直径 0.5 mm のピンホールを開けたマイカ板を用いた。図 11 はイオンの射突により鋼球の得る飽和帶電量を鋼球の落下位置（平板電極からの距離） $d$  に対してプロットしたものである。括弧内の値は単極性イオンの場合の Pauthenier の式<sup>⑧</sup>から求めた理論飽和帶電量  $Q_\infty$  に対する比率（%）である。沿面ストリーマ領域における粒子の帶電量は曲線(1)に示されるように、 $Q_\infty$  のわずか 10% 程度にまで低下している。しかもその極性はなお放電極と同一であり、その値は平板電極に近づくほど減少する傾向を示している。こ

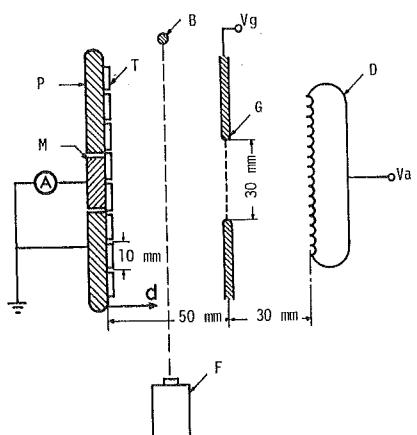


図 10 逆電離発生時の粒子荷電効果を調べるための実験装置

D: 放電極(刃型電極), G: グリッド電極, P: 平板電極,  
M: 主電極, B: 鋼球(直径 3.0 mm), F: フラデグージ,  
T: 試料(マイカ板, ピンホール付き)

Fig. 10 Electrode system for measuring particle charging.

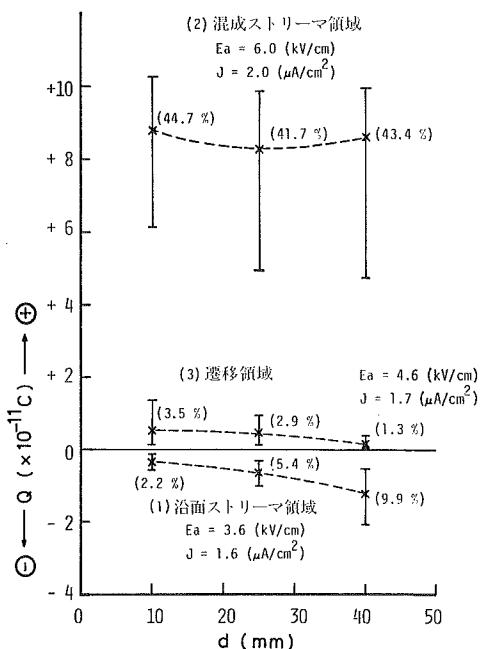


図 11 逆電離発生時の粒子の帯電量(負コロナ使用,  $d$ : 平板電極から粒子までの距離)

Fig. 11 Saturation charge vs. position  $d$  for different back discharge modes.

ことは沿面ストリーマ・モードの逆電離は面状正イオン源をなし、正イオン密度は平板電極から空間に向かって減少していることを示している。空間ストリーマが發

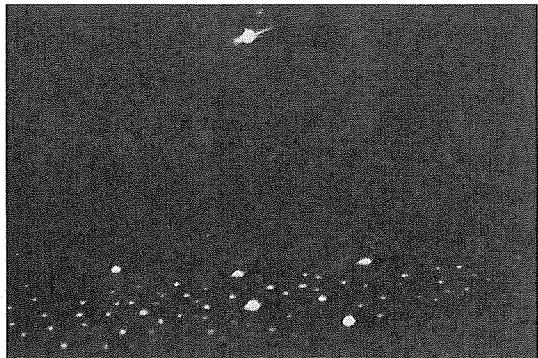


図 12 正コロナ使用時の逆電離様態(試料: ティッシュペーパ、抵抗率  $\rho_d = 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $V = +40 \text{ kV}$ ,  $J = 2.8 \times 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ )

Fig. 12 Back discharge under positive corona point. (Tissue paper,  $V = +40 \text{ kV}$ ,  $J = 2.8 \times 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ ,  $\rho_d = 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ )

生している混成ストリーマ領域においては、曲線(2)に示されるように、粒子は放電極と逆極性に荷電される。その平均値は粒子の位置によらずほぼ一定であり、 $Q_{\infty}$ の 50% 程度である。このことは正イオンが荷電空間全体にわたって発生していることを示している。また正ストリーマが粒子に衝突してこれを荷電する効果もあるのではないかと思われる。曲線(3)は両者の中間領域であり、粒子は正極性に、曲線(1)と同程度の絶対値に帶電している。

### 3.5 放電極を正極性とした場合の逆電離

最後に放電極を正極性とした場合の逆電離の放電様態を観察したところ、図 12 に示すように、負極性の場合とはまったく異なることがわかった。ここでは針対平板電極の間隔を 60 mm とし、試料としてティッシュペーパを用いている。絶縁破壊点は試料表面に均一に発生し、空間および沿面ストリーマの発生はまったく認められず、放電様態は  $\rho_d$  に無関係にグロー状のもののみであった。前述の方法で  $\rho_d$  を種々の値に変化させて測定した場合の逆電離電圧-電流密度特性を図 13 に示す。電流の異常増加は放電極を負極性とした場合の逆電離に比べて少なく、火花電圧も 1.5 倍程度高くなる。ティッシュペーパを除いて測定した空気負荷曲線 1 と比較すると、火花電圧は空気負荷の場合よりも高くなっている。図 14 に放電極を正および負極性とした場合の逆電離火花電圧  $V_s$  と電極間隔  $d$  の関係を示す。放電極を正極性とした場合の火花電圧は電極間隔 1.0 ~ 10.0 cm の範囲にわたって負極性とした場合より高くなっている。これらの現象は絶縁破壊点が安定な負グローコロナとなること、さらに多量の負イオンが放電極に供給されること

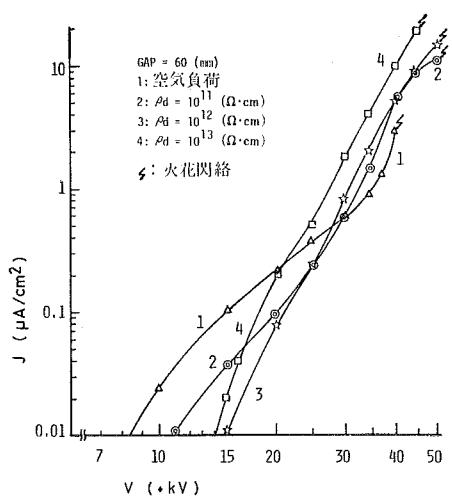


図 13 正コロナを使用した場合の逆電離電圧-電流密度特性（試料：ティッシュペーパー、1.0 mm 厚）

Fig. 13 Voltage-current density curves under back discharge condition when positive corona is used. (Tissue paper, 1.0 mm in thickness)

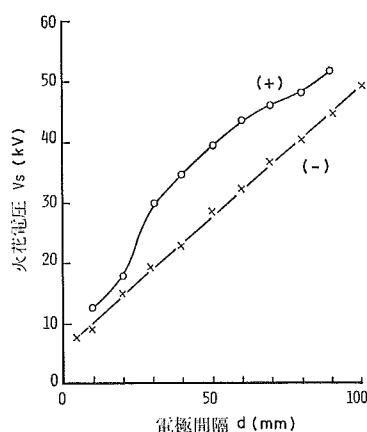


図 14 コロナ極性による逆電離発生時の火花電圧の相違（試料：ティッシュペーパー、 $\rho_d=1.2 \times 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ , 1.0 mm 厚）

Fig. 14 Flashover voltage vs. gap distance under back discharge condition with positive and negative coronas. (Tissue paper,  $\rho_d=1.2 \times 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ , 1.0 mm in thickness)

とにより放電極における正コロナが安定な Hermstein グローコロナに移行し、放電極からの正ストリーマの進展が抑制されるためであろう<sup>9)</sup>と考えられる。

#### 4. 結 論

ティッシュペーパ、ガラス板あるいはマイカ板を用いて常温常圧の空気中で行なった逆電離現象の始発条件および様態に関する実験的研究の結果以下の結論が得られた。

(1) 負コロナを用いた場合には、絶縁破壊強度  $E_{ds}$  と抵抗率  $\rho_d$ 、電流密度  $J$  との間に  $E_{ds}=\rho_d \times J$  が満たされると層の絶縁破壊が起こる。すなわちこの関係が逆電離始発条件を与える。この場合通常はただちにオンセットグロー・モードの逆電離に移行し電流の異常増加が始まる。さらに電圧を上げるとストリーマが発生し、急激な電流の異常増加が始まり、ついにストリーマから火花閃絡に移行する。

(2) 大気条件下的逆電離は、絶縁破壊開始電圧  $V_b$ 、オンセット・グロー開始電圧  $V_0$ 、ストリーマ開始電圧  $V_{st}$ 、火花電圧  $V_s$ 、によって各段階を区分することができる。用いた電極条件においては、 $\rho_d$  が  $5 \times 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$  以下では火花閃絡以前に逆電離の発生条件は満たされず、 $\rho_d$  が  $5 \times 10^{10} \sim 0.9 \times 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$  の範囲では  $V_{st} \geq V_s$  となるため火花頻発現象が発生する。 $\rho_d > 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$  では  $V_{st} \ll V_s$  となるため火花頻発現象は止むが、電流の異常増加が顕著となる。

(3) ストリーマ・モードの逆電離は  $\rho_d$ 、 $E_{ds}$ 、 $E_a$  あるいは  $J$  により決定される破壊点周囲の電界分布の相違によりさらに、空間ストリーマ・モード、沿面ストリーマ・モード、混成ストリーマ・モードに区分することができる。空間ストリーマ・モードでは空間全体で正極性イオンが発生し、粒子は正極性に荷電される。沿面ストリーマ・モードの逆電離は面状イオン源となり、粒子の帶電量は大幅に低下するが、その極性は放電極と同極性である。なお実際には混成ストリーマ・モードの逆電離となる場合が多い。

(4) 放電極を正極性とした場合には逆電離放電様態がまったく異なり、火花電圧は負コロナを用いた場合よりも高くなる。

本研究は文部省科学研究費（特定研究(1) No. 011914）の補助により行なわれたものである。実験の一部は卒論生、黒田正雄君が受けもつた。筆者らはこれらに対して深甚の謝意を表する次第である。

#### 参 考 文 献

- 1) S. Masuda : Inst. Phys. Conf. Ser., 27 (1975), 154.
- 2) S. Masuda and A. Mizuno : J. Electrostatics, 4, 3 (1978), 215.
- 3) S. Masuda, A. Mizuno and K. Akutsu : 1977

- Annual Conf. of IAS, 35A, p. 867, IEEE (1977).
- 4) 増田閃一: 電気学会誌, 35, 102 (1960), 1482.
- 5) S. Masuda and A. Mizuno: J. Electrostatics, 2 (1977), 375.
- 6) G.W. Penney and S.E. Craig: AIEE Trans. pt. 1, 79, (1960), 112.
- 7) 黒田正雄: 東京大学工学部電気工学科卒業論文 (1975).
- 8) M. Pauthenier and Moreau-Hanot: Rev. Gen. Elect., Tome XIV, 18 (1932), 583.
- 9) L.B. Loeb: *Electrical Coronas*, p. 95, Univ. of California Press (1965).