ns 沿面放電に及ぼす電圧および圧力効果

正 員 室 岡 義 広 (防衛大)

正 員 小 山 三 郎 (防衛大)

1. ま え が き

1777 年 Lichtenberg 氏が固体絶縁物表面上に沿面放電図形を発見してから、この方法は二世紀のあいだ気体中の放電現象の研究に利用されてきた⁽¹⁾⁽²⁾。ns 沿面放電の進展に関する研究は、1922 年 Pedersen 氏⁽³⁾が長さの異なった 2 本の架空線を用いて方形波電圧発生器を利用したときに始まる。昭和 6 年 篠原氏⁽⁴⁾はこの方法を改良して ns 時間領域における沿面コロナの放電開始遅れ時間を測定した。その後、Nasser 氏⁽⁵⁾、Waidman 氏⁽⁶⁾、Komel'kov 氏⁽⁷⁾らは、ns 方形波電圧発生器を用いて沿面放電現象を研究した。高木氏ら⁽⁸⁾は急しゅんインパルス電圧を用いて Gleitbüschel 領域の ns 沿面放電の進展速度などについて測定した。

著者らはシリコンワニスに表面に焼付け塗布したガラス板を絶縁板として用い、表面電荷図形法によって沿面放電の進展速度、Back-discharge などの現象を観測してきた⁽⁹⁾。更に、放電の進展速度が印加電圧波形(電圧の立上り時間)によって変化することから、急しゅんな立上りをもつ ns 方形波電圧を用いて、絶縁物表面の放電の平均進展速度および電荷分布の時間的変化などを観測した⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。その結果、放電図形の直径が印加電圧のパルス幅によって変化し、電圧印加後、正極性では約 50 ns、負極性では約 20 ns で飽和することがわかった。この飽和に達する時間は、印加電圧を一定とすれば気体の圧力の減少と共に長くなり、放電図形の直径は気体の圧力の減少と共に増加した⁽¹³⁾。しかし、この傾向はパルス幅 10 ns の正極性電圧を印加したとき、圧力が 250 Torr 以下になると圧

力の減少に伴って図形直径の増加する度合いが減少した。

本論文は、ns 沿面放電において印加電圧の大きさと気体の圧力とが放電の進展にどのように作用しているかを測定し、これらの測定結果を荷電粒子の移動現象の立場から検討している。

2. 実験装置と方法

〈2.1〉 実験装置 図 1 は圧力が 1 気圧以下の状態で沿面放電現象を観測するための容器の概要図である。この容器は直径が 30 cm のデシケータであり、油回転真空ポンプ、水銀マンオメータ、リークバルブ用のパイプなどが取付けてある。容器内には針電極と平板電極を設け、試料板は両電極間にそう入できるようにした。針電極は鉄製のレコード針であり、その先端を研磨剤でみがき半径を 0.04 mm に仕上げた。試料板は厚さ 2 mm の透明な板ガラス(市販のソーダガラス)の片面にシリコンワニス(トーレ SH 997)を焼付けたものである。シリコンワニス焼付け面の抵抗率 ρ_s は、JIS C 2122-1965 電気絶縁用シリコンワニス試験方法によって

$$\rho_s = \frac{\pi(D+d)}{D-d} R_s (\Omega) \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 D, d : 同心円環電極の外径および内径、 R_s : 抵抗の測定値

図 1 実験容器と電極配置の概要図

Fig. 1. Schematic diagram of the test vessel and the electrode arrangement.

Voltage and Pressure Effects on Nanosecond Surface Discharges. By Yoshihiro Murooka, Member & Saburo Koyama, Member (The National Defense Academy, Department of Electrical Engineering).

室岡義広: 正員, 防衛大学校電気工学教室
小山三郎: 正員, 防衛大学校電気工学教室

図 2 実験回路の概要図

Fig. 2. Schematic diagram of the experimental circuit.

与えられ、この方法によって求めた表面抵抗率は約 $10^{14} \Omega$ 程度であった。

図 2 は実験回路の概要を示し、方波電圧発生器⁽⁴⁾ 実験容器とから成っている。電圧発生器は波形整形用ケーブル 1、ケーブル 2、トリガギャップ、放電抵抗器 ($R_1 + R_2$) などから成っている。放電抵抗器は整合抵抗器および分圧抵抗器をかねている。ケーブル 1 の特性インピーダンスが、ケーブル 2 および放電抵抗器 ($R_1 + R_2$) の抵抗値に等しいとき、針電極に印加される電圧 $V(t)$ は

$$V(t) = 1/2 \{V_0(t) - V_0(t - 2Tl)\} \dots \dots (2)$$

ここで、 $V_0(t)$: 波高値が充電電圧 V_0 に等しい階段波電圧、 T および l : ケーブル 1 の単位長さあたりの伝搬時間 ($=4.5 \text{ ns}$) および長さ

となる。

分圧抵抗器の高電圧部は、直径 14mm、長さ 400mm のカーボン・ソリッド抵抗器であり、抵抗値は 75Ω である。低電圧部は直径 3mm、長さ 13mm の炭素皮膜抵抗器 45 本を並列に接続したものであり、抵抗値は 0.74Ω である。これらは直径 75mm の鉄板製の円筒容器内に収められている。

〈2・2〉 実験方法 試料板のシリコンワニス面が針電極に、他の面が平板電極に密着するように置き、針電極に正および負の方形波電圧を印加した。平板電極は常にアース電位とした。印加電圧はパルス幅 (半値幅) 11 ns 、波高値 $9.5 \sim 23.5 \text{ kV}$ の方形波であった。電圧波形は分圧器で分圧し、オシロスコープ (Tex. 519) で観測した。その結果、電圧の立ち上がり時間は約 0.8 ns であった。容器内の圧力は大気圧から 150 Torr の範囲で変化し、その値は水銀マンメータで測定した。試料板を容器内の電極間にそう入した後、真空ポンプで容器内の圧力を所定の値にした。針電極に電圧を印加した後、容器を再び大気圧にもどし、試料板表面にイオウ (黄色) と光明丹 (赤色) の混合粉末を振りかけて放電図形を得た。従って、放電図形は色図形である。

3. 実験結果

〈3・1〉 放電図形半径と印加電圧波高値の関係

図 3、図 4 は放電図形半径と電圧波高値の関係を圧力をパラメータとして表示したグラフである。図 3 は正極性電圧、図 4 は負極性電圧を印加したときの結果である。図中の各点は実測値であり、 Δ , $\circ$, $\blacktriangle$ および $\bullet$ は圧力がそれぞれ 150, 250, 450 Torr および大気

図 3 圧力を变化したときの正極性電圧と放電図形半径の関係

Fig. 3. The relation between the positive voltage and radius of the discharge figure as a function of pressure.

図 4 圧力を変化したときの負極性電圧と放電図形の関係

Fig. 4. The relation between the negative voltage and the radius of the discharge figure as a function of pressure.

図 5 正ストリーマ先端の半径と圧力の関係

Fig. 5. The relation between the tip radius of the positive streamer and the pressure for various voltages.

圧における値である。

両図を参照すると、図形半径は波高値が増加すると共に増加し、20kV 以上になると図形半径の増加する割合が減少し飽和する傾向を示した。図の右側の縦軸は放電の平均進展速度を示している。図 3 から、正極性の放電の平均進展速度は電圧が 23kV の場合、大気圧で $2.4 \times 10^8 \text{ cm/s}$ 、150 Torr になると $5.5 \times 10^8 \text{ cm/s}$ になることがわかる。同様に図 4 から、負極性の放電の平均進展速度は電圧が 23kV の場合、大気圧で $1.1 \times 10^8 \text{ cm/s}$ 、150 Torr では $3.4 \times 10^8 \text{ cm/s}$ になる。

〈3・2〉 正ストリーマ先端半径と圧力の関係

図 5 は正極性放電図形を形成している樹枝状のストリーマ先端の半径と圧力の関係を、印加電圧をパラメータとして表わしたグラフである。放電図形はすべて良く知られているような正極性特有の樹枝状円形放電図形であり、その輪郭は明りょうであった。この輪郭の線は、図形検出用の絶縁粉が多量に付着し過ぎると太くなり、先端半径の測定の際に誤差を生ずる原因となる（絶縁粉の粒径は約 $5 \mu\text{m}$ ）。そこで、先端に粉末が過度に付着していないものを同一条件によって得られた図形から抽出し、投影拡大器で 20~100 倍に拡大し

て測定した。拡大した図形中の多くのストリーマのうち最外部まで伸びたものを30個抽出し、その半径を測り、それらの平均値を図5にプロットした。この図から、ストリーマ先端の半径は大気圧のもとでは印加電圧に無関係で約 $50\mu\text{m}$ 、圧力が減少するに伴って増加することがわかる。いずれの電圧でも圧力が250 Torrまでは直線的に増加し、250 Torr以下になると急激に増加している。150 Torrにおけるストリーマ先端の半径は、印加電圧が10 kVで約 $400\mu\text{m}$ 、15 kVで約 $300\mu\text{m}$ 、20 kVで約 $200\mu\text{m}$ 、23 kVで約 $150\mu\text{m}$ となり、印加電圧が増加するに従って減少する傾向を示した。また、ストリーマ先端の代表的な図形を特性曲線と共に図5に示した。これは、印加電圧15 kV、圧力760 Torrにおける図形である。

4. 検 討

〈4.1〉 放電図形の電圧依存性 図3、図4からわかるように、放電図形の半径は電圧の増加と共に増大している。正極性電圧を印加した図3を参照すると印加電圧が15 kVまではほぼ直線的に増加し、20 kVから飽和する傾向を示している。この傾向は、圧力を減少しても似た特性を示している。負極性電圧を印加した図4を参照すると、放電図形半径が正極性電圧を印加したときの値の約1/2であること以外は正極性と似た特性を示している。ただ、図形の進展する割合が正極性より著しく大きい〔文献(12)参照〕。

ところで、図3、図4を参照しただけでは放電図形の電圧依存性について検討することは難しい。そこで電圧 V を印加したとき、大気圧における図形半径を $R_0(V)$ とし、圧力 p における図形半径を $R_p(V)$ で表わせば、 $R_p(V)/R_0(V)$ と印加電圧の関係は図3、図4の結果から、図6、図7のようになる。図6は正極性の場合であり、図7は負極性の場合である。両図を参照すると、 $R_p(V)/R_0(V)$ の値が印加電圧10~23 kVの範囲で印加電圧に無関係であることがわかる。すなわち、沿面放電の進展に及ぼす印加電圧と圧力の影響が互いに独立であるということもできる。従って、

$$R_p(V)/R_0(V) = f(p) \dots\dots\dots (3)$$

なる関係が成立する。このことから任意の圧力 p における放電図形の電圧依存性は、大気圧における $R_0(V) \sim V$ 特性について検討すればよいことがわかる。そこで、大気圧における図形半径 R_0 と印加電圧 V の関係を示したのが図8である。同図から、沿面放電が現れ始める電圧 V_s は正極性の場合約3 kV、負極性の場合約4 kVであることがわかる。図8に基づいて

図6 正放電図形半径の相対値 R/R_0

Fig. 6. Relative values of the positive figure radius R/R_0 as a function of applied voltage.

図7 負放電図形半径の相対値 R/R_0

Fig. 7. Relative values of the negative figure radius R/R_0 as a function of applied voltage.

図形半径 R_0 と印加電圧 V の関係を求めると、正極性の場合 $R_0(+V) = 4.5 \log(V/V_s)(\text{cm})$ 、負極性の場合 $R_0(-V) = 2.4 \log(V/V_s)(\text{cm})$ となる。 $R_0(+V)$ と $R_0(-V)$ の比を取ると1.9になり、正極性の値は負極性の約2倍になっている。この結果は、印加電圧波形が μs 沿面放電の場合の結果と良く似ている⁽¹⁶⁾。図8は印加電圧のパルス幅が11 nsにおける結果であるが、パルス幅が更に増加すると、図形半径は増加するけれども飽和する傾向を示す⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。このことから図8の特性は、パルス幅が更に大きくなってあまり大きく変化しないものと考えられる。

ここで注意しなければならないことは、図3、図4の特性曲線は沿面放電図形がほぼ同心円状に広がっていて、いわゆる Polbüschel 形の放電範囲であるということである。印加電圧を更に増大させると、沿面放

図 8 大気圧における印加電圧と図形半径の関係

Fig. 8. The relation between the figure radius and the applied voltage at atmospheric pressure.

放電図形は良く知られているように Gleitbüschel 形に移行し、測定点は図 8 の直線の延長上と異なる。図 8 を参照すると、針電極に方形波電圧を印加したとき、電圧の波高値が V_i 以上にならないと観測できるような放電図形が現われないことがわかる。同図から V_i が約 4 kV であることがわかる。従って、印加電圧 V_0 から V_i を引いた電圧が真に放電進展に貢献する。

いま、大気圧における印加電圧を V_0 とすれば、放電図形半径の対数値と $(V_0 - V_i)$ の対数値との関係は図 9 のようになる。図 9 を参照すると、正・負極性とも比較的良好な直線になっていることがわかる。沿面放電が進展する場合針電極先端から半径方向に進展するが、正極性電圧を印加したときは針電極近傍で電離作用が起こり、電子は素早く針電極に吸収され正イオンのみが針電極近傍に残留する。この正イオンは空間電荷電界を形成し、印加電界に重畳され電離作用を助長する。従って、正イオンの生成状態によって沿面放電の進展が左右される。これに対し負電圧を印加した場合、針先端からの初期電子は正極性のそれより容易に発生しやすいので、電圧を印加したとき沿面放電が現われ始める電圧は正極性電圧を印加したときのそれより低くなると考えることもできる。しかし、図 8 を参照すると、正極性電圧を印加した V_i が負極性のそれより幾分小さくなる傾向が認められた。これは、陰極から放出された電子による空間電荷が抑制作用となって後続電子の発生を困難にしているためであろう。ここで、 $\log R_0$ と $\log(V_0 - V_i)$ の傾きが両極性とも似ていることは興味ある結果である。

(4・2) 沿面放電と荷電粒子の移動方程式 一般に、気体中放電において圧力が減少することは電子の平均自由行程 λ_e が大きくなるため、電子による衝突

図 9 大気圧における放電図形と電圧 $(V_0 - V_i)$ の特性

Fig. 9. Characteristic curves of the figure radius against the voltage $(V_0 - V_i)$ at atmospheric pressure.

電離作用が助長され放電電圧は減少する。電子が電界中を移動する場合、電界から得るエネルギーは $eE\lambda_e$ で表わされ、 λ_e に比例して大きくなる。従って、 $eE\lambda_e > V_i$ ($=$ 気体の電離電圧) の条件を満しやすくなる。ところで、電界 E が存在している気体中の荷電粒子の移動現象は、(4) 式の運動方程式で表わすことができる⁽¹³⁾。

$$m(dv_D/dt) + m\nu v_D = eE \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 m, e : 荷電粒子の質量と電荷量、 v_D : 電界方向への平均的な移動速度 (ドリフト速度)、 ν : 衝突振動数

(4) 式を解けば、荷電粒子の移動速度 v_D は

$$v_D = (eE/m\nu) \{1 - \exp(-\nu t)\} \dots\dots\dots (5)$$

となる。(5) 式からわかるように、荷電粒子の移動速度は電界 E および衝突振動数 ν に左右される。

いま荷電粒子を電子とし、電界 E 中における電子の平均速度を C 、電子の平均自由行程を λ_e とすれば、衝突振動数は $\nu = C/\lambda_e$ の関係で与えられる。本実験の範囲では $C = 10^5 \sim 10^6$ m/s, $\lambda_e \approx 6 \times 10^{-8}$ m, $t = 11$ ns であるから、 $1 \gg \exp(-\nu t)$ となり、 $m = m_e$ (電子の質量) とすれば、(5) 式は次式のようなになる。

$$v_D = dr/dt = eE/m_e\nu \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 r : 時間 t における放電図形の半径

ところで、荷電粒子が絶縁物表面上を衝突しながら移動する場合、移動速度は絶縁物表面上の電界分布および電気的特性 (例えば、誘電率⁽¹⁴⁾、表面抵抗⁽¹⁵⁾) に依存する。

本実験で考えられる荷電粒子としては正イオン、負

イオンおよび電子である。いま、平均電界を 3×10^4 V/cm とすれば、イオンの移動速度は 7.59×10^4 cm/s となり、本実験で得た移動速度 $0.5 \sim 6 \times 10^8$ cm/s より 3~4 けた小さい。また、負イオンの移動度も正イオンの値とほぼ等しいので、沿面放電の進展にあずかる荷電粒子は主に電子であることがわかる。放電の進展に伴って生じた正・負イオンは、空間電荷となって絶縁物表面上の電界強度を強めたり弱めたりするので、一般に放電現象は複雑になる。そこで、印加電界と空間電荷電界が放電の進展に貢献する程度を明らかにするため、本実験で用いた電極配置および絶縁物構造と全く同じ幾何学的な実験条件で、絶縁物表面上の電界分布を測定した。その結果、図 1 に示した針電極に電圧 V_0 ($\ll V_s = 3$ kV) を印加したとき、針先端より半径方向に r だけ離れた位置の電位を $V(r)$ とすれば、 V_0 と $V(r)$ が近似的に次のような関係式で結び付けられることがわかった⁽¹⁷⁾。

$$V(r) = V_0 (r_0/r)^n \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 r_0 : 針電極先端の半径

実験結果によると、 n は近似的に $0.4 \sim 0.7$ であった。そこで、針先端から距離 r における電界を求めると、(7)式より

$$E(r) = -\text{grad} V(r) = n V_0 r_0^n r^{-(n+1)} \dots\dots\dots (8)$$

となる。

(6)式を再び参照すると、衝突振動数 ν を再検討しなければならないことがわかる。(5)式から(6)式を導いたときには $\exp(-\nu t)$ の値が 1 より大きい小さいかを検討すればよかった。(6)式から電子の移動度を求める場合には、 ν が式の実数にあるばかりでなく電界および圧力に依存しているので、 ν の正確な値を得る必要がある。いま、圧力 p における電子の平均自由行程 λ_e を温度 0°C 、大気圧 P_0 における電子の平均自由行程 λ_0 で表わせば、

$$\lambda_0 = (P_0/p) \lambda_e \quad \dots\dots\dots (9)$$

となる。また、電界 E 、圧力 p における電子の平均速度 C_- は、Compton 氏により次の関係式が導かれている⁽¹⁸⁾。

$$C_-^2 = 1.328 \frac{e P_0 \lambda_0}{m_e p V f} E \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 f : 電子が 1 回の衝突で失うエネルギー損失係数

C_- は $f^{1/4}$ に逆比例しているので、 f のわずかな変化に対して C_- の値はほとんど変化しない。そこで、本実験の範囲では f は一定であるとした。(8)~(10)式を(6)式に代入して整理すると、

$$\left. \begin{aligned} r^{(n+1)/2} \frac{dr}{dt} &= A \left(\frac{P_0}{p} V_0 \right)^{1/2} \\ A &= \left\{ \frac{n e \lambda_0 r_0^n V f}{1.328 m_e} \right\}^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

になる。放電が $t = \tau_0$ (=パルス幅) の時間内に進展した距離を R とすれば、(11)式を積分することにより次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} R^{(n+3)/2} &= B (P_0/p \cdot V_0)^{1/2} \\ B &= (n+3)/2 \cdot A \tau_0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

(12)式の対数を取り整理すると

$$\log R = 1/(n+3) \{ \log B^2 + \log P_0/p + \log V_0 \} \quad \dots\dots\dots (13)$$

になる。ここで、本実験で得た n は $0.4 \sim 0.7$ であるから、 $1/(n+3) \approx 0.3$ となる。

〈4.3〉 放電図形の圧力依存性 図 3、図 4 の結果、印加電圧の波高値 V_0 をパラメータとして $\log R$ と $\log P_0/p$ の関係を軸上に書き改めると図 10 のようになる。図中、実線は負極性電圧を印加した結果であり、点線は正極性の結果である。正極性電圧を印加した場合、圧力の減少と共に沿面放電が進展しにくくなっていることがわかる。これに対し、負極性電圧を印加した場合 $\log R$ と $\log P_0/p$ の関係が比較的良い直線を示している。後者の結果は、沿面放電の進展現象が荷電粒子の移動現象として取扱える可能性を暗示している。(13)式に基づいて計算した負極性の印加電圧 10 kV における傾きの理論値を図 10 に示した。こ

図 10 印加電圧をパラメータとした図形半径と圧力の逆数の特性

Fig. 10. Characteristic curves of the figure radius against the inverse of pressure $1/p$ as a parameter of the applied voltage.

の傾きは実験値の $1/2.5$ 倍である。この差異は、(6) 式が放電の進展に伴って生ずる空間電荷電界を考慮していないためであろう。

ところで、正極性電圧を印加した場合、 $\log R$ と $\log P_0/p$ の特性が圧力の減少と共に直線からずれているが、これは圧力の減少に伴って正ストリーマ先端における空間電荷の生成が減少し、ストリーマが進展しにくくなったものと考えられる。すなわち、印加時間が 11 ns のように短いと、正イオンの移動速度は放電の進展速度に比較すると $1/1,000$ 以下であり、静止していると考えられる。従って、圧力が減少すると正ストリーマ先端における正イオンの生成の割合が減少し、正イオン密度が減少する。しかも、時間の経過による正イオンの集積効果も小さくなる。結果として、電子なだれができにくくなり、沿面放電が進展しにくくなったものと考えられる。図 10 を詳しく参照すると、圧力が 250 Torr ($P_0/p \approx 3$) 以下で傾きが急激に減少していることがわかる。このことは、図 5 に示した正ストリーマ先端の半径が 250 Torr を境にして圧力が減少するに伴って急激に増加していることと関係していると考えられる。すなわち、正ストリーマが進展するために正イオンの集積効果が重要な役割を果たしていることを意味している。

5. ま と め

絶縁板の厚さとその誘電率、気体の温度、電圧印加時間 (11 ns) などを一定とし、印加電圧の波高値 V と圧力 p を変えて実験を行なった。その結果をまとめると次のようになる。

(1) 沿面放電の図形半径は印加電圧と共に増加するが、 20 kV 以上になると飽和する傾向を示した。

(2) 沿面放電の進展速度は正極性の場合 23 kV 、大気圧で $2.4 \times 10^8\text{ cm/s}$ 、 150 Torr になると約 2.3 倍の $5.5 \times 10^8\text{ cm/s}$ に増大した。負極性の場合、大気圧で $1.1 \times 10^8\text{ cm/s}$ 、 150 Torr では約 3 倍の $3.4 \times 10^8\text{ cm/s}$ となる。しかも圧力が減少するに伴って正極性と負極性の進展速度が等しくなる傾向を示した。

(3) 沿面放電図形が現われ始める電圧 V_s は、正極性の場合約 3 kV 、負極性の場合約 4 kV であった。

(4) 従って、印加電圧 V から V_s を引いた電圧 ($V - V_s$) が、真に沿面放電の進展に貢献していることになり、 $\log R$ と $\log P_0/p$ の関係が直線性を示していることから、沿面放電現象は気体中の荷電粒子の移

動方程式を用いて説明することができた。

(5) 正極性電圧を印加したとき、気圧 250 Torr を境にしてストリーマ先端の半径の大きさが急激に変化した。

今後、印加電圧の波高値、気圧、パルス幅などの測定範囲を拡大して同様な実験を行なうと共に、絶縁物上の電界分布を理論と実験の両面から正確に求め、印加電界と空間電荷電界の関係を解明したい。

終りに、本実験を進めるにあたり協力していただいた本校の卒研究生 大野法晴、宮地雄一郎、ならびに関東学院大学院生 中山洋雄君らに心から謝意を表します。
(昭和 56 年 1 月 29 日受付、同 56 年 3 月 30 日再受付)

文 献

- (1) Y. Toriyama: Dust Figure and its Application (1961) Kinokuniya Press.
- (2) 室岡：「沿面放電の最近の研究」，放電研究，72，No. 1 (昭35)
- (3) P.O. Pederson: "Die Ausbreitungs geschwindigkeit der Lichtenbergschen Figuren und ihre Verwendung zur Messung sehr kurzer Zeiten"，Ann. d. Phys.，69，205 (1922)
- (4) 篠原：「衝撃電圧に依るコロナ (第二報)」，電学誌，51，738 (昭 6-11)
- (5) E. Nasser: "Zeitliche Entladungs-entwicklung im ungleich förmigen Feld bei Positiver Spitze in atmosphärischer Luft"，Arch. f. Elektrotech.，44，168 (1959)
- (6) G. Waidman: "The Velocity of Streamer Tips in Impulse Point-to-plane Corona in Air Using Lichtenberg figure techniques"，Z. Phys.，179，102 (1964)
- (7) V.S. Komel'kov & E.Z. Meilikhov: "Growth in Negative Lichtenberg Figures in the Nanosecond Time Range"，Soviet Phys. Tech. Phys.，8，704 (1964)
- (8) 高木：「急峻衝撃電圧に対する沿面放電の進展特性」，電学論 A，94，17 (昭 49-1)
- (9) Murooka & Toriyama: "The study of surface-discharge phenomena using ring-type electrodes"，Brit. J. Appl. Phys.，18，1607 (1967)
- (10) Murooka & Koyama: "Nanosecond surface discharge study by using Dust figure technique"，J. App. Phys.，44，1576 (1973)
- (11) 小山・室岡：「ns 方形波による沿面放電の研究」，電学論 A，93，375 (昭 48-9)
- (12) Murooka & Koyama: "A nanosecond surface discharge in low pressure"，J. Appl. Phys.，50，6200 (1979)
- (13) 電気学会編：「放電ハンドブック (荷電粒子の運動)」，p. 46 (昭 49)
- (14) 横井・鈴木：「衝撃電荷図における Back Discharge について」，電学誌，87，568 (昭 42-3)
- (15) Kawashima & Hoh: "Lichtenberg figures on various electrical insulating materials"，IEEE Trans. Elect. Insulation，EI-13，51 (1978)
- (16) 電気学会編：「放電ハンドブック (沿面放電)」，p. 46 (昭 49)
- (17) 小山・室岡：「絶縁板上の電位の測定」，昭 55 電気学会全大，116
- (18) L. Loeb: "Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases (1939) John Wiley & Sons.