負極性直線状沿面放電進展モデルに及ぼす印加電圧波形の影響

学生員 瀬川 信一* 正員 遠藤 正雄*

Influence of the Waveform on the Propagation Model of the Rectilinearly Channelled Negative Surface Discharge

Shinichi Segawa*, Student Member, Masao Endo*, Member

To obtain a rectilinearly channelled surface discharge under atmospheric condition, a needle - thin film - knife edged electrode system was used and a negative impulse voltage to the needle electrode was applied .

The rectilinearly channelled discharge is quite different from the well-known surface discharge. Contrary to the well-known surface discharge, the negative polarity is much longer than that of the positive one and the discharge channel looks like a leader.

The propagation model of the rectilinearly channelled negative surface discharge that consists of a diffusion-type nonlinear partial differential equation and the boundary conditions are summarized. The nonlinear diffusion equation is solved by assuming the applied voltage is constant and using the moving boundary conditions which are the continuity condition of the electric charge and the propagation speed condition. As the result of discussion of the moving boundary conditions we assumed the potential at the channel tip is constant.

In this paper, the propagation phenomena of the channel and the influence of the waveform to the propagation parameters in case of the impulsive voltage are discussed.

キーワード：沿面放電，進展モデル，印加電圧波形

Keywords: surface discharge, propagation model, applied voltage waveform

1. まえがき

ガス中における放電進展機構については古くから研究されてきたが，現象に関わる要因が多く，かつ確率的要素も含まれることなどもあって，実験において生ずる現象は多種多様である。現象が複雑なため特定の条件下での特性例えば，電圧（電界）・電流・進展特性，光学的測定などによる研究が多かった⁽¹⁾⁽²⁾。シミュレーションによる解析も盛んになってきたが，領域としては放電路先端部の電離領域の研究が中心であった⁽³⁾。一方，放電路と先端の電離領域を含めた放電全体を巨視的に捉えて，シミュレーションにより進展特性を検討した論文も発表されている⁽⁴⁾。

沿面放電は誘電体表面に沿って進展する放電であるから，電極構成，ガスの種類，圧力等の多くの因子によって影響を受ける。また，放電は電極から誘電体表面上を平面状に進展するので進展特性等を測定することが困難であった。

放電の進展現象を定量的に把握するには直線状に進展する放電を実現する手法が1つの方法であり，古くからいくつかの試みがなされてきた⁽²⁾⁽⁵⁾。我々も同様の目的で背後電極形状を変えて実験を行った結果⁽⁶⁾，針対刃型導体に薄い誘電体を挟み負極性インパルス電圧を印加することで直線状沿面放電が実現できた。

この現象の測定結果に基づき負極性直線状沿面放電の進展モデルを構築してきた。その進展モデルは放電路では電位に関する非線形拡散方程式が成り立ち，両端の境界条件のもとで解くというものである。入力側は方形波電圧を印加し，出力側は電流連続の式と速度条件式（仮定）が成り立ち，結果として先端電位一定で進展することが理論的に導出できた。さらに，放電進展における重要な要因として先端電位 V_l ，進展特性 $l(t)$ ，電子の移動度 μ を進展パラメータと位置付け，その相互関係を吟味し， V_l と $l(t)$ の測定結果を用いて放電路中の電子の移動度 μ を導出した。そして，これまで報告されてきた定常状態における μ の値や進展中の μ の値と数値的に比較検討してきた⁽⁷⁾。

進展モデルの入力側の境界条件は方形波電圧を印加することである。しかし，実験的にはインパルス電圧を印加す

* 中央大学

〒112-8551 東京都文京区春日 1-13-27

Chuo University

1-13-27, Kasuga, Bunkyo-ku, Tokyo 112-8551

ることになるので波頭長が進展特性に及ぼす影響について考察する必要がある。

本論文は直線状沿面放電を実現するために特殊な電極形状を構成してインパルス電圧を印加した。インパルス電圧の波頭長が長くなると進展初期において複雑な様相を呈することがわかった。現象そのものの解明にも興味はあるがここでは進展特性に及ぼす影響について検討した。検討するに当たっては文献(7)の進展パラメタ解析が必要であり、一部引用して記述した。

2. 進展モデルの概要

これまでに負極性直線状沿面放電進展モデルについては詳細に述べており(7)~(10)、本章では各パラメタの定義および概念を明らかにする必要性から要点のみを簡単に述べておくこととする。以後、負極性直線状沿面放電進展モデルを進展モデルと記述する。図1に示すような一様断面 S の放電路が背後電極間の静電容量 C を充電しながら進展速度 $l'(t)$ で進展するモデルであり、電磁誘導等の影響は無視している。

2・1 放電路内の方程式 図1のような電極構成で針に負極性の方形波電圧 V_n を印加したときに進展するリーダ内では次の方程式が成り立つ。

$$\text{div} \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}, \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, S\rho = CV, \mathbf{E} = -\text{grad} V$$

ただし、 $\mathbf{J}$ は電流密度、 ρ は電荷密度、 σ は導電率、 $\mathbf{E}$ は電界、 S は断面積、 C は単位長さ当たりの静電容量、 V は電位である。

放電が z 方向に一次元的に伸びると仮定し、 $S\rho = Q$ (単位長さ当たりの電荷)、 $I = SJ$ と書けば、

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\frac{\partial Q}{\partial t}, I = Q\mu E, Q = CV, E = -\frac{\partial V}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 I, Q, E, V は時間 t と位置 z の関数であり、変数 ρ, E, V は断面 S にわたって一様でかつ電子のドリ

フト速度は $v_d = \mu E$ (μ は電子の移動度、一定と仮定) の関係が成り立ち、内部では電荷の発生消滅はないものとする。

式(1)の内1つ目の式を除く全ての式を用いて E, Q, I を $V(t, z)$ で表し、それを1つ目の式に代入すると放電路内では次の非線形拡散方程式が成り立つ。

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \mu \frac{\partial}{\partial z} \left(V \frac{\partial V}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

2・2 放電路両端における境界条件 $V(t, z)$ を用いて境界における各条件を示すと(3)~(6)式ようになる。

入力側境界条件：

$$V_n = V(t, 0) = \text{一定} \quad \dots\dots\dots (3)$$

出力側初期条件：

$$l(0) = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

境界条件：

$$l'(t) = -\mu \left[\frac{\partial V}{\partial z} \right]_{z=l(t)} \quad \dots\dots\dots (5)$$

進展条件：

$$V(t, l(t)) \equiv V_l = \text{一定} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、進展速度 $l'(t)$ は電子のドリフト速度 v_d と同じとする。

モデルを展開した際に得られた主な成果を以下に示す。

- 条件(3)~(6)を満足するような非線形拡散方程式(2)の解 $V(t, z)$ を求めることによって放電路 ($0 \leq z \leq l(t)$) の電位分布、電界分布等を知ることができる。
- 出力側の進展特性 $l(t)$ は進展モデルでは解析解から(7)式のようになり未定定数 λ (印加電圧値 V_n と先端電位 V_l から一意に導出(7)(9)(10))として進展パラメタ解析を行うことができる。

$$l(t) = \lambda \sqrt{\mu V_l} \sqrt{t} \quad \dots\dots\dots (7)$$

この進展モデルにおける(3)式の入力側境界条件を実験結果と比較しながら検討する。

3. 入力側境界条件の検討

非線形拡散方程式を解く場合の入力側の境界条件は方形波電圧を印加することであり、この方程式を解くための本質的な前提である。しかし、実験ではインパルス電圧を印加しているので、その影響を考察する必要がある。

図2のような実験装置において針対刃型導体間にクリップで固定された薄い誘電体シート (PET フィルム、高さ150mm、幅200mm) を挟んだ電極構成で、針電極 (長さ30mm、直径0.5mm、先端曲率半径 $4.74\mu\text{m}$) に負極性インパルス電圧を加えると、背後電極の刃型導体 (厚さ0.2mm、長さ150mm、高さ20mm、先端曲率半径 $0.47\mu\text{m}$) に沿いながら両側に直線状にリーダが進展していく。これまでの実測結果から両側 (針から上下) と同じ実測値が得られて

図1 負極性直線状沿面放電進展モデル

Fig. 1. A rectilinearly surface discharge propagation model.

図 2 実験装置

Fig. 2. Experimental setup.

おり、これ以後片側のデータを取り扱うことにする。誘電体厚 $\delta = 50\mu\text{m}$ 、印加電圧 $V_n = -8.0\text{kV}$ の条件で実験し、すべて大気中で行っている。

測定したデータは印加電圧波形、リーダの先端電位および電位分布、進展特性で印加電圧波形はプローブ 1 によってオシロスコープ (O.S.C) で観測し、先端電位および電位分布はプローブ 2 で測定し、進展特性はイメージコンバータカメラ (I.C.C.) で片側のみの進展を撮影している。

3.1 先端電位 V_l 誘電体厚 $\delta = 50\mu\text{m}$ 、印加電圧 $V_n = -8.0\text{kV}$ ($T_f = 230\text{ns}$) の実験条件のときのリーダが進展する際の先端電位 V_l の変化の様子および電位分布 $V(t, z)$ の実測例を図 3 に示す⁽⁷⁾。

図 2 のようにリーダの途中の位置 z にあらかじめ高压プローブ 2 (静電容量 $C_p = 3\text{pF}$ 、抵抗 $R_p = 100\text{M}\Omega$) を設置してリーダが通過するときに得られた電位である。リーダがプローブ 2 に到達すると C_p を充電開始し、放電は一時進展を停止する。充電が完了するとリーダはさらに進展を続ける。この V_l, V_z には高压プローブ 2 の影響が含まれているので、この影響を補正するためにプローブ 2 に並列に容量を付加して実測し $C_p = 0$ に相当する値を外挿して V_l, V_z を求めた。図 3 の $V_n = -8.0\text{kV}$ の場合の針電極 ($z=0$) における電位は先端電位 V_l (-6.0kV) から上昇し V_z (-8.0kV) になる。先端電位はリーダ中で -6.0kV から途中 -6.6kV に上昇し再度 -6.0kV になっている。

進展モデルの概要で述べたように先端電位は一定で進展するとしている。しかし、図 3 の実測では必ずしも一定とは言えず先端電位は途中大きくなっている。

進展パラメタ解析によって (7) 式を用いて V_l および $l(t)$ から放電路中の電子の移動度 μ の値を見積もってみると、図 3 から先端電位は $V_l = -6.0\text{kV}$ とおき、進展開始 t_s を $t = 0$ として ($<3.2>$ で説明)、進展長は $t = 200\text{ns}$ のときの $l(t) = 2.5\text{cm}$ を選び、(7) 式を $l(t) = a\sqrt{t}$ として代入して $l(t) = 0.18\sqrt{t}$ となることは既に述べた⁽¹¹⁾。印加電圧 $V_n = -8.0\text{kV}$ と先端電位 $V_l = -6.0\text{kV}$ から $\lambda = 0.84$ を

図 3 電位分布

Fig. 3. Potential distribution.

導出して⁽⁷⁾⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾、この結果から移動度を求めると $\mu = 7.4 \times 10^3 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ が得られる。これまでに行ってきた進展パラメタ解析では任意の 1 組 ($t = 200\text{ns}$, $l(t) = 2.5\text{cm}$) で進展特性を代表させたものであり、その妥当性について次項で考察する。

3.2 進展特性 $l(t)$ 進展特性に対する印加電圧波形の影響を調べるために波頭長を変化させた場合について考察する。実験条件として誘電体の厚さ $\delta = 50\mu\text{m}$ 、印加電圧 $V_n = -8.0\text{kV}$ に固定して印加電圧 V_n の波頭長 $T_f = 30\text{ns}$, 230ns , 670ns , 1100ns に変化させたときのリーダの進展特性 $l(t)$ とその波形を図 4 ~ 図 7 に示す。波尾長はそれぞれ $24\mu\text{s}$, $24\mu\text{s}$, $26\mu\text{s}$, $27\mu\text{s}$ で波頭長よりも十分に長くしている。

波頭長 $T_f = 30\text{ns}$ の場合は、電圧印加とほぼ同時に進展を開始しているのに対して、波頭長 $T_f = 230\text{ns}$, 670ns , 1100ns の場合は針先端で発光が起こってからいったん発光が消えその後進展している。このように波頭長が長くなるに連れて、発光と消滅を繰り返した後に進展するようになる。このように、発光開始時刻 t_c と進展開始時刻 t_s が異なる場合は t_s を $t = 0$ と選んで進展特性を定める必要がある。図 4 ~ 図 7 の進展特性の横軸 (上側) は t_s を 0 とし、横軸 (下側) は電圧印加時刻を 0 として描いてある。いずれの場合において共通していることは全進展時間は 300ns 程度であり、進展開始時刻 t_s はそれぞれの波頭長の半分程度電圧印加時刻 0 から遅れていることである。それぞれの波頭長の実測した進展特性を点線で進展モデルの (7) 式に近似した進展特性を実線で図 8, 図 9 に示す。

波頭長 $T_f = 30\text{ns}$ の場合のように波頭長の短いインパルス電圧の場合は発光開始と進展開始がほぼ一致し、実測した進展特性の任意の 1 組 t と $l(t)$ をどこで選んでも (7) 式から求めた $l(t) = 0.18\sqrt{t}$ とほぼ一致することがわかる。

$T_f = 230\text{ns}$ の場合は、前述のように進展開始時刻 t_s を 0 とし電圧波形が波高値 -8.0kV に達する時間以後 (この場合 $t = 200\text{ns}$ 程度) の実測値の任意の 1 組 t と $l(t)$ を選べ

図 4 印加電圧波頭長の変化による進展現象
($T_f = 30\text{ns}$)

Fig. 4. Propagation phenomena ($T_f = 30\text{ns}$).

図 6 印加電圧波頭長の変化による進展現象
($T_f = 670\text{ns}$)

Fig. 6. Propagation phenomena ($T_f = 670\text{ns}$).

図 5 印加電圧波頭長の変化による進展現象
($T_f = 230\text{ns}$)

Fig. 5. Propagation phenomena ($T_f = 230\text{ns}$).

図 7 印加電圧波頭長の変化による進展現象
($T_f = 1100\text{ns}$)

Fig. 7. Propagation phenomena ($T_f = 1100\text{ns}$).

図 8 進展特性 ($T_f=30\text{ns}$, 230ns)Fig. 8. Propagation characteristics ($T_f=30\text{ns}$, 230ns). 図 9 進展特性 ($T_f=670\text{ns}$, 1100ns)Fig. 9. Propagation characteristics ($T_f=670\text{ns}$, 1100ns).

ば (7) 式から求めた $l(t) = 0.18\sqrt{t}$ とほぼ一致する。すなわち、電圧上昇途中については誤差があるが電圧波形が方形波と同じようなところからはほぼ一致する。

いま、電圧上昇中の部分について考察してみる。図 8 の進展特性のズレが大きい部分は図 3 の先端電位が -6.0kV から大きくなっている部分と対応している。先端電位が最大で -6.6kV に上昇したと仮定して、進展特性として任意の 1 組 $t=100\text{ns}$, $l(t)=1.4\text{cm}$ の点 A (図 8 中) を選び、(7) 式を $l(t) = a\sqrt{t}$ として代入して $l(t) = 0.14\sqrt{t}$ に近似して、印加電圧 $V_n = -8.0\text{kV}$ と先端電位 $V_l = -6.6\text{kV}$ から $\lambda = 0.65$ を導出して⁽⁷⁾⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾、放電路中の電子の移動度を導出すると $\mu = 7.0 \times 10^3 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ になる。この値は $<3.1>$ で導出した値とほぼ一致している。つまり、先端電位の変化さえわかれば 1 組の t と $l(t)$ を進展中のどの時刻に選んでも、進展パラメタ解析によって求まる移動度としてはほぼ同程度となる。これらのことから進展パラメタ解析において進展特性を任意の 1 組の t と $l(t)$ に代表させることが可能であるといえる。

波頭長 $T_f=670\text{ns}$, 1100ns の場合では最大進展長が $T_f=30\text{ns}$, 230ns のときよりも短くなり進展特性が異なる。

この違いは進展開始時刻 t_s を 0 として、 $T_f=30\text{ns}$, 230ns の場合には進展が停止する時刻で印加電圧波形が十分に波高値 -8.0kV に達しているのに対し、波頭長 $T_f=670\text{ns}$, 1100ns の場合には進展が停止する時刻ではまだ十分に波高値 -8.0kV に達していないことも 1 つの要因であろう。

図 9 に示すように波頭長 $T_f=670\text{ns}$ の場合、任意の 1 組の t と $l(t)$ (例えば $t = 250\text{ns}$, $l(t)=2.5\text{cm}$) から (7) 式を $l(t) = a\sqrt{t}$ として代入して $l(t) = 0.13\sqrt{t}$ に近似しても実測値とほぼ一致することから任意の 1 組の t と $l(t)$ で進展特性を代表させることは可能ではある。波頭長 $T_f=1100\text{ns}$ の場合も同様である。しかしながら、上述のように進展初期の現象が複雑になる点や進展特性が異なることを考慮すると $T_f=30\text{ns}$, 230ns の場合とは比較できない。

以上、印加電圧波形について考察した結果、インパルス

電圧波形の場合は波頭長 T_f に依らず任意の 1 組の t と $l(t)$ で進展特性を代表させることが可能であることを示したが、進展パラメタ解析によって議論できるのは全進展時間を考慮し $T_f \leq 300\text{ns}$ の範囲のインパルス電圧波形となる。

4. 結 論

直線状に進展する沿面放電を実現する 1 つの手法として、針状刃型導体に薄い誘電体を挟み負極性インパルス電圧を印加する方法を用いてきた。入力側の境界条件としては方形波電圧を印加することが非線形拡散方程式を解くための本質的な要件である。そこで、印加電圧波形の波頭長が進展特性に及ぼす影響を検討した。その結果、以下のことが明らかになった。

- インパルス電圧を印加した場合波頭長 T_f によって進展特性が変わる。波頭長 $T_f=30\text{ns}$ の場合は発光開始時刻と進展開始時刻が一致する。 $T_f=230\text{ns}$ の場合は発光開始後いったん消滅し、その後進展を開始するようになる。さらに、波頭長が長くなると発光、消滅を繰り返した後に進展するようになる。
- 上記のような複雑な進展をする場合は発光開始時刻 t_c と進展開始時刻 t_s が異なるようになる。その場合は t_s を $t = 0$ と選んで進展特性を定める必要がある。
- 進展特性が複雑にならないような短い波頭長のインパルス電圧を印加することが望ましい。そのインパルス電圧波形の波頭長は $T_f \leq 300\text{ns}$ の範囲である。

以上、負極性直線状沿面放電の進展現象をもとに印加電圧波形の波頭長 T_f の影響を考察することにより、進展パラメタ $l(t)$, V_l , μ の相互関係を実験的に検討する道筋が提案できた。このことによって、放電現象の研究手段として進展パラメタに着目することも研究の手法として可能になった。さらに、ガスの種類、圧力等の諸条件は直接的な表現では入っていないが、諸条件によって進展パラメタの値が決まってくると考えている。本研究で示した進展パラ

メタの値は大気中の値であるが、実用機器へ適用するためには他のガス特に SF_6 ガス中での進展パラメタの検討が重要課題である。

最後に進展モデル、境界条件の検討に当たり、種々ご指導を頂いた東京大学工学部電気工学科の日高邦彦教授、元中央大学理工学部情報工学科伊理正夫教授に深く感謝いたします。

(平成15年6月30日受付、平成15年10月30日再受付)

文 献

- (1) S.Larigaldie: "Spark propagation mechanisms in ambient air at the surface of a charged dielectric. I.Experimental: The main stages of the discharge", *J.Appl.Phys.*, Vol.61, No.1, pp.90-101 (1987-1)
- (2) M.Chiba, K.Hidaka, and T.Kouno: "Stepwise Propagation of Negative Surface Discharge", *T.IEE Japan*, Vol.108-A, No.4, pp.162-168 (1988-4) (in Japanese)
千葉政邦・日高邦彦・河野照哉:「負極性沿面放電のステップ進展現象」, 電学論 A, **108**, 4, pp.162-168 (1988-4)
- (3) I.Gallimberti: "A computer model for streamer propagation", *J.Phys.D*, Vol.5, pp.2179-2189 (1972)
- (4) M.Tanaka, Y.Murooka, and K.Hidaka: "Nanosecond surface discharge development using the computer simulation method", *J.Appl.Phys.*, Vol.61, No.9, pp.4471-4478 (1987-5)
- (5) 大賀健太郎:「沿面放電についての二、三の実験」, 放電研究, No.15, pp.55 (1963-1)
- (6) 佐藤敏郎・遠藤正雄・御所康七:「背後電極形状が沿面放電の伸びに及ぼす影響」, 平成3年電気学会全国大会, No.142, pp.83-84 (1991-3)
- (7) S.Segawa, M.Endo, and M.Iri: "Propagation Parameter Analysis of Negative Surface Discharge Propagation Model", *JIEED Japan*, Vol.46, No.2, pp.36-41 (2003-6) (in Japanese)
瀬川信一・遠藤正雄・伊理正夫:「負極性沿面放電の進展モデルの進展パラメタ解析」, 放電学誌, **46**, No.2, pp.36-41 (2003-6)
- (8) M.Endo: "Modeling a Rectilinearly Channeled Negative Surface Discharge", *T.IEE Japan*, Vol.117-A, No.3, pp.239-244 (1997-3) (in Japanese)
遠藤正雄:「負極性直線状沿面放電のモデリング」, 電学論 A, **117**, No.3, pp.239-244 (1997-3)
- (9) M.Iri, M.Endo, and S.Segawa: "Derivation of the Analytical Solution of the Fundamental Equations For a

Rectilinearly Channelled Negative Surface Discharge", *T.IEE Japan*, Vol.122-A, No.3, pp.236-241 (2002-3) (in Japanese)
伊理正夫・遠藤正雄・瀬川信一:「負極性沿面放電の進展モデルの解析解の導出」, 電学論 A, **122**, 3, pp.236-241 (2002-3)

- (10) S.Segawa, M.Endo, M.Iri, and T.Sakakibara: "Propagation Model of a Rectilinearly Channelled Negative Surface Discharge and its Solution", *T.IEE Japan*, Vol.122-A, No.3, pp.229-235 (2002-3) (in Japanese)
瀬川信一・遠藤正雄・伊理正夫・榎原 剛:「負極性直線状沿面放電の進展モデルとその解析解」, 電学論 A, **122**, 3, pp.229-235 (2002-3)
- (11) S.Segawa, M.Endo, and M.Iri: "Simulation of Discharge Propagation Model", Proc. of 2001 Annual Conference of Fundamentals and Materials Society IEE Japan, 6-8, pp.171-174 (2001-9) (in Japanese)
瀬川信一・遠藤正雄・伊理正夫:「モデルを用いた放電のシミュレーション」, 平成13年電気学会基礎材料共通部門大会, 6-8, pp.171-174 (2001-9)

瀬川 信 一 (学生員) 1975年1月31日生。2000年3月中央大学大学院理工学研究科電気電子工学専攻修士課程修了。現在中央大学大学院理工学研究科電気電子情報通信工学専攻博士後期課程。

遠藤 正 雄 (正員) 1933年10月5日生。1958年3月中央大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。現在同大学理工学部教授。工学博士。主として、気中放電、高電圧試験法に関する研究に従事。