UDC 537.523.4: 621.3.015.333
621.3.015.52: 621.3.014.31

論 文

53-A 28

急しゅんインパルス電圧による平等電界 ギャップの火花形成時間について

正 員 高 木 勝 正 (電 総 研)

正 員 堀 井 憲 爾 (名古屋大)

1. ま え が き

近年、配電設備の強化拡充に伴い、供給信頼度の面から雷害防止対策が強く要望されている。しかし、配電系統の機器破損事故をみると、従来の雷撃主放電サージの特性からは推論できない場合もかなりあるところから、Griscom 氏⁽¹⁾が提呈した Prestrike 電流による急しゅん波成分を考慮して、事故の実態についての調査研究⁽²⁾⁽³⁾が行なわれている。このような経緯から、筆者らも配電線路の絶縁協調を対象として、機器単体の急しゅん波に対する破壊および放電特性について種々の検討を行ってきた⁽⁴⁾⁽⁵⁾。その結果、急しゅん波領域においては、気中ギャップおよび誘電体表面のフラッシュオーバー電圧が、印加電圧の波頭しゅん度と火花形成時間の関係に依存して、著しく上昇することが確かめられた。これらの事実から、急しゅんインパルス電圧に対するフラッシュオーバーの機構を究明しておくことは、配電線路の総合的な雷害防止対策を確立するうえに極めて重要なことである。

直角波インパルス電圧に対する気中ギャップのフラッシュオーバーに関しては、すでに Fletcher 氏⁽⁶⁾が ns 領域の火花形成時間について理論的な検討を行ない、印加電界と火花形成時間の関係が 0.5~50 ns の範囲において、実験値と良く一致することを確認している。また、単極性インパルス電圧に対する球ギャップの火花形成時間に関しては、Kind 氏⁽⁷⁾の等面積法による解析結果が報告されている。

そこで、筆者らは実線路によく現われる電圧波形を

対象として、急しゅん雷インパルス電圧の波頭を直線上昇波で近似した場合の平等電界ギャップのフラッシュオーバー電界と火花形成時間の関係を従来の考え方を拡張して定量的に考察を行ない、その関係の計算手法を開発し、計算結果と実験結果の比較検討を行なった。

その結果、ギャップ長が 0.3~0.7 cm の範囲では、火花形成時間が 0.06 μ s 以上の領域で計算値と実験値が良く一致することが確かめられた。しかし、気中フラッシュオーバーの $V-t$ 曲線が上昇する 0.06 μ s 以下の火花形成時間の領域では、正、負ストリーマの進展時間および陰極点形成などのストリーマ成長のための時間が無視できなくなるために、計算値と実験値の間に次第に差が現われるという興味ある結果が得られた。また、ギャップ長が 0.1 cm になると計算結果と実験結果が一致しなくなることから、なだれのストリーマ移行までの限界長について検討を行ない、ストリーマ破壊が成立するのに必要な有効電子の発生電界を推定し、これを考慮した計算手法を開発した。更に、これらの計算手法を 6 cm の長ギャップ領域に適用したところ、実験結果と良く一致することが確かめられた。

以上の検討結果から、本手法が実用的に急しゅんインパルス電圧に対する平等電界ギャップの $V-t$ 特性推定に十分適用できることが明らかとなったので、その概要を報告する。

2. 実験回路および実験方法

第 1 図に実験回路を示す。図で r_v , C_v は印加電圧の波頭長を調整するための抵抗およびコンデンサであり、 R_1 , R_2 は 1.1 ns の応答時間を有する電圧測定用の円筒状ソリッド抵抗分圧器である。B. O. は 7 ns のライズタイムを有する Tektronix 507 形オシロスコープを使用し、測定ケーブルは分圧波形の減衰および変わいをできるだけ少なくするように、長さ 1.5 m の

Considerations of Formative Time Lag of Uniform-Field Gaps under Steep-Front Impulse Voltages. By Katsumasa Takagi, Member (Electrotechnical Laboratory, Ministry of International Trade and Industry) & Kenji Horii, Member (Faculty of Engineering, Nagoya University).

高木勝正：正員，電子技術総合研究所極限技術部
堀井憲爾：正員，名古屋大学工学部電気工学科

第 1 図 実験回路

Fig. 1. Experimental circuit.

7C2V 形高周波同軸ケーブルを用いて、フラッシュオーバー電圧の測定を行なった。 T は実験装置であり、気圧を変えることを考慮して、軟鋼製の円筒形密閉タンク(内径: 260 mm, 高さ: 315 mm, 容積: 20 l, 耐圧: 10 atm, 内面クロムめっき)を使用し、直径 30 mm のステンレス鋼製の球対球電極 G をタンク内に垂直に配置した。電極への紫外線照射は LHL-30 形水銀ランプ M.L. を使用し、タンクの石英窓 Q.W. を通して照射を行なった。その際、供試ギャップに 3~6 kV の正極性直流電圧を印加して、振動容量形微小電流計(Takeda 製, TR-84B 形)により光電流の測定を行なったところ、 7×10^{-11} A 程度の値が得られた。従って ns あたりほぼ 1 個の電子が陰極上に現われることになるので、本実験の波頭長の範囲においては、十分な初期電子が供給されるとして、照射量の影響を考慮する必要はないものと考えられる。なお、照射しない場合は初期電子の出現に関する統計的火花の遅れのため、フラッシュオーバー電圧は大きく変動することを確認している。また、タンク内は調整なしの大気圧空気で行なったので、JEC-187-1973(インパルス電圧電流試験一般)⁽⁸⁾に従って標準大気条件下へフラッシュオーバー電圧の補正を行なった。

実験方法は、波頭長を 0.02~1 μ s 間で変化させながら、一つの波頭長の正極性直線上昇波について電圧を供試ギャップに連続 5 回印加し、フラッシュオーバー電圧と電圧立ち上り時刻からフラッシュオーバーまでの時間(以後、単にフラッシュオーバー時間と呼ぶ)の関係を求めた。ギャップ長は、0.1~0.7 cm の範囲について求めた。

なお、第 2 図には急しゅんインパルス電圧によるフラッシュオーバー時のオシログラムの一例を示した。図のオシログラムでギャップがフラッシュオーバーした後の電圧値が零とならないのは、フラッシュオーバー波形が急しゅ

第 2 図 フラッシュオーバー波形の一例

Fig. 2. An example of flashover voltage waveform.

ん波頭領域のものであるため、接地線のインピーダンス降下が影響していることによるものである。

3. 実験結果とその考察

第 3 図は代表例として、ギャップ長が 0.1, 0.3, 0.5 および 0.7 cm の $V-t$ 曲線をばらつきの範囲と平均値の関係で示したものである。図から、フラッシュオーバー電圧はフラッシュオーバー時間が短くなるに従って、すなわち電圧の波頭しゅん度を大きくするに従って上昇の傾向を示し、いずれのギャップ長においても、ほぼ 0.03~0.04 μ s の領域でフラッシュオーバー電圧は著しく上昇するようになる。この原因は、ギャップの火花形成時間と印加電圧のしゅん度に基づくことについてはこれまでも報告⁽⁵⁾したところである。しかし、 $V-t$ 曲線が急上昇する時間領域での各ギャップ長に対する曲線傾向をみると、ギャップ長が 0.1 cm の場合はフラッシュオーバー時間が 0.028 μ s 付近で、ほぼ直線状に上昇しているが、0.3, 0.5 および 0.7 cm の場合は上昇に傾斜を持つようになり、しかもギャップ長が長くなるほどその傾きが小さくなる。一方、ギャップのフ

第 3 図 正極性直線上昇波電圧による球ギャップのフラッシュオーバー特性

Fig. 3. Flashover characteristics of sphere gaps for positive linearly rising voltages.

第4図 フラッシュオーバー電界とフラッシュオーバー時間の関係

Fig. 4. Relation between flashover field and time to flashover.

第5図 ギャップの長さとの静的フラッシュオーバー電圧および静的フラッシュオーバー電界の関係

Fig. 5. Relation between gap length and static flashover voltage, and static flashover field.

ラッシュオーバー電界に対してフラッシュオーバー時間の関係を整理すると第4図のようになる。図から、ギャップ長が長くなるほどフラッシュオーバー電界が低くなる傾向があるが、短時間のフラッシュオーバー領域では、ギャップ長によらずに同じようにフラッシュオーバー電界が急上昇している。このことは、フラッシュオーバー電界が高くなると、火花形成時間はギャップ長によらずにほぼ一定となることを示唆しているものであり、後述のストリーマがフラッシュオーバーまで成長するための時間と対比して、興味ある結果である。

また、図からフラッシュオーバー電界が90~100 kV/cm以下の領域では、0.7と0.5 cmの曲線はほぼ一致しているが、0.5, 0.3, 0.1 cmとギャップ長が短くなるに従って0.7 cmの曲線からのずれが大きくなっている。これは第5図に示すように、各ギャップ長に対応

第6図 過電圧倍数とフラッシュオーバー時間の関係

Fig. 6. Relation between impulse ratio and time to flashover.

する静的フラッシュオーバー電圧（ここでは、直流フラッシュオーバー電圧を静的フラッシュオーバー電圧と呼ぶ）の値が、原点を通らない直線となることに対応する。これを静的フラッシュオーバー電界の関係で示すと図の点線のようになり、ギャップ長が小さくなるに従ってフラッシュオーバー電界の増加が著しくなっている。これらのことから、 $V-t$ 曲線の電圧軸目盛を静的フラッシュオーバー電圧で規格化すれば、ギャップ長によらずに一定の曲線で表わされることが予想される。

第6図は静的フラッシュオーバー電圧とフラッシュオーバー電圧との比、すなわち過電圧倍数（衝撃比）とフラッシュオーバー時間の関係を示すものである。図から、各ギャップ長に対応する点は予想したとおり、ほぼ同一曲線上にのっていることから、過電圧倍数がフラッシュオーバー時間に支配的に影響を及ぼすことがわかる。

4. 火花形成時間の検討

〈4・1〉 火花形成時間の計算手法 一般に大気圧平等電界ギャップの破壊は、ギャップ内の臨界距離まで単一電子などが進行して、なだれ頭部の電子数が臨界値 N_c ($10^8 \sim 10^9$ 個程度) に達すると、ストリーマへの転換条件が満たされて、いわゆるストリーマ破壊へと移行することが指摘されている^{(9)~(13)}。

本実験のように、インパルス過電圧印加の場合は、特になだれからストリーマへの変換が起りやすく、ストリーマの急速な進展によりフラッシュオーバーが完成される。このような破壊過程におけるフラッシュオーバー時間（通常の火花形成時間はフラッシュオーバー臨界電圧を越えた時間からフラッシュオーバーまでの時間として定義されるが、ここでは実験結果との対応から前記のように定義した）に関しては種々の検討結果が報告^{(6) (9) (14)}されているが、いずれも電子などが成長してストリーマに転換するまでのなだれ走行時間をもって、フラッシュオーバー時間とすることについては大差ないよう

ある。そこで本論文においても従来の考え方を拡張して、フラッシュオーバー時間の計算手法を検討すると以下のようなになる。すなわち、フラッシュオーバー時間 t_F 内では空間電荷による電界のひずみがないものとするれば、 t_F までになだれ頭部に生成される電子数 N_c は

$$N_c = \exp \alpha v_- t_F \dots\dots\dots (1)$$

で表わすことができ、 N_c 、衝突電離係数 α 、電子の移動速度 v_- の値が決まれば t_F の値を求めることができる。しかし、(1)式は一定電界におけるものであり、本実験では直線上昇波電圧を用いているので、印加電界は(2)式に示すように時間 t の関数となり、電界に依存する α および v_- も当然時間の関数となる。

$$E(t) = E_s \cdot t / t_F \quad \text{ただし} \quad 0 \leq t \leq t_F \dots\dots (2)$$

ここで、 E_s はフラッシュオーバー電界である。このような印加電界に対してのフラッシュオーバー時間 t_F は、(1)式を次式のように書き換えることによって求めることができる。

$$\ln N_c = \int_0^{t_F} \alpha (E_s \cdot t / t_F) v_- (E_s \cdot t / t_F) dt \dots (3)$$

しかし、第3章で述べたように、静的フラッシュオーバー電圧に対する過電圧倍数がフラッシュオーバー時間に関与するものとするれば、直線上昇波電圧が対応するギャップの静的フラッシュオーバー電圧に到達した時点で、陰極上に現われた電子が破壊に有効に寄与するとして、(3)式の積分限界を決めるのが妥当であると考えられる。すなわち、静的フラッシュオーバー電界以下では電子が電界に加速されてギャップ間を走行しても、電子なだれをストリーマまで成長させるには至らないものと考えられる。このような観点から、(3)式の積分限界を直線上昇波電圧が静的フラッシュオーバー電圧に到達した時刻からフラッシュオーバー時間までとすれば、(3)式の積分限界は次式のようなになる。

$$\ln N_c = \int_{(E_\infty/E_s)t_F}^{t_F} \alpha (E_s \cdot t / t_F) v_- (E_s \cdot t / t_F) dt \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 E_∞ は静的フラッシュオーバー電界を示す。

(4)式から t_F を求めるために、 α および v_- を本実験の E_s/P の範囲における近似式⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾で示すと、

$$\alpha/P = A \varepsilon^{-B(P/E(t))} \dots\dots\dots (5)$$

$$v_- = K \sqrt{E(t)} \dots\dots\dots (6)$$

となる。 A, B および K は実験から求める係数および指数であり、 P は気圧である。そこで、(5)式および(6)式を(4)式に代入すると、

$$\ln N_c = P A K \left(\frac{E_s}{t_F} \right)^{1/2} \int_{(E_\infty/E_s)t_F}^{t_F} \varepsilon^{-(\beta/t)} \times t^{1/2} dt \dots\dots\dots (7)$$

となり、これを解けば

$$\begin{aligned} \ln N_c = & \frac{2}{3} P A K \left(\frac{E_s}{t_F} \right)^{1/2} \left\{ \left(\frac{A}{t_F} \right)^{-(1/2)} \right. \\ & \times \varepsilon^{-(\beta A/t_F)} \left(2\beta - \frac{t_F}{A} \right) - \left(\frac{1}{t_F} \right)^{-(1/2)} \\ & \times \varepsilon^{-(\beta/t_F)} (2\beta - t_F) + 2\sqrt{\pi} \beta^{3/2} \\ & \times \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\beta A/t_F}} \varepsilon^{-X^2} dX \right. \\ & \left. \left. - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\beta/t_F}} \varepsilon^{-X^2} dX \right) \right\} \dots\dots (8) \end{aligned}$$

が得られる。ここで、 $A = E_s/E_\infty$ 、 $\beta = B P t_F/E_s$ である。しかし、(8)式は t_F に関する解析解とはならないので、計算機を用いて本実験の範囲における数値解析を行なうと、次節に示す結果が得られる。なお、以上の計算手法には電子の拡散の効果は考慮していないが、後述の計算結果にもみられるように、実験結果のフラッシュオーバー時間が $0.06 \sim 1 \mu\text{s}$ の領域において計算結果とよく一致するところから、工学的には問題ないものと考えられる。

〈4・2〉 フラッシュオーバー時間の数値解析

数値計算にあたっては、まず(5)式および(6)式の α ならびに v_- の係数 A, B, K を選定しなければならない。 α に関しては、これまで Sanders⁽¹⁷⁾ の値が多く使用されてきたが、ここでは、電子の付着も考慮して Geballe-Harrison⁽¹⁸⁾ (以下 G-H と略称する) によって測定された等価電離指数 $\alpha' = \alpha - \eta$ を用いることにした。第7図●印は G-H による $P/E_s - \ln \alpha'/P$ の関係 (E_s/P および α'/P の目盛も併示) を示すものである。図から、 α'/P の測定点は E_s/P が $60 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ までなので、本実験の範囲 ($E_s/P = 56 \sim 180 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$) に適合する係数 A, B を求めるには、これらの測定点から外そうして妥当と思われる直線を推定しなければならない。しかし、低い E_s/P の領域における直線を高い E_s/P の領域まで外そうすることの妥当性については、検討を要する問題である。

そこで、 E_s/P が高くなるに従って付着の影響が小さくなることを考慮して、Sanders⁽¹⁷⁾ (○印)、Mash⁽¹⁹⁾ (×印) および Townsend⁽²⁰⁾ (△印) 氏らにより求められた α/P の値を第7図にプロットし、三者の平均的な直線を引き、G-H の測定点から外そうされる直線を引くと、両直線は E_s/P が $80 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ を境として若干傾斜の異なる折れ線で表わすことができる。

本節では実験の範囲から、 E_s/P が $80 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ 以上の推定直線を用いて係数 A, B を求めると、 $A = 14.81/\text{cm} \cdot \text{Torr}$ 、 $B = 326 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ の値を得る。 v_- に関しては、一般に大気圧付近のフラッシュオーバ

第7図 空気の E_s/P と α'/P の関係

Fig. 7. Values of α'/P as a function of E_s/P in air.

電界に近い値では、電界 E_s (kV/cm) に対し、 $v \approx 0.224 \times 10^7 \sqrt{E_s}$ (cm/s) が用いられているので⁽²¹⁾, $K = 0.224 \times 10^7$ cm/kV·s を使用した。

次に、電子なだれからストリーマ移行の条件が満たされるなだれ先端の電子数の臨界値 N_c は 10^8 個を用いた。この値は第8図のフラッシュオーバー時間の計算例 (ギャップ長が 0.7cm の場合を示す) に見られるように、例えば 10^9 個あるいは 10^{10} 個になったとしても、フラッシュオーバー時間における差は 11~13% 程度にすぎないので、大勢に影響はないようである。しかし、本実験の範囲においては図の点線で示した実験曲線に見られるように、 10^8 個とした方がより良い一致をみている。また静的フラッシュオーバー電界 E_m については、第5図に示した各ギャップ長に対応する値を用いた。

以上の数値を用いて、フラッシュオーバー電界とフラッシュオーバー時間の関係を Facom 230-75 計算機により計算を行なった。

〈4.3〉 計算結果と実験結果の比較検討 第9図 (a)~(d) は各ギャップ長に対するフラッシュオーバー時間 t_F の計算結果と実験結果を示すものである。図から、0.3, 0.5 および 0.7cm のギャップ長では、フラッシュオーバー電界 E_s が 60~70 kV/cm 以下では計算曲線と実験曲線は良く一致しているが、それ以上のフラッシュオーバー電界になると両曲線の間に次第に差が現われるようになる。そして、実験によるフラッシュオーバー時間が 0.03 μ s 付近ではほぼ一定となるのに対し、計算値は減少を続ける。これは、計算では電子なだれの

第8図 フラッシュオーバー時間の計算値に及ぼす電子数の臨界値の影響

Fig. 8. Influence of critical number of avalanche electrons on the calculated values of time to flashover.

ストリーマ移行をもってフラッシュオーバー時間としているが、実際にフラッシュオーバーが生ずるには鳥山氏ら⁽²²⁾ (23) も指摘しているように、電子なだれからストリーマに転移後の正、負ストリーマの進展時間およびカソードホールの形成、プラズマの加熱などにある時間を要するためと考えられる。同様に、低電界領域でもこの効果は含まれるわけであるが、ストリーマ移行までの時間が長いために見かけ上その効果が現われないものと解釈される。これに対し 0.1cm のギャップ長になると、(a)図に見られるように低電界領域でも計算曲線と実験曲線との間に差が生ずるようになる。この原因については次節で検討するが、実験曲線が 0.03 μ s 付近で一定となることについては、前三者とはほぼ変わりないところである。これらの事実から、高電界下のフラッシュオーバー時間に関しては、ストリーマの進展時間および陰極点形成などのストリーマがフラッシュオーバーに成長するのに要する時間を十分考慮して検討しなければならない。

〈4.4〉 ストリーマ破壊となだれ限界長の関係

前述したように、本手法によるフラッシュオーバー時間の計算曲線と実験曲線は、0.1cm のギャップではかなりの差を生ずることが確かめられた。

このことは、ギャップ長が 0.1cm 以下になると気圧、ギャップ長および過電圧率の関係によって放電機構が異なるために一致しなくなるものか、あるいはその他の原因によるものかについて検討しておくことは放電現象上重要である。

ここで、放電域に関して、森氏⁽²⁴⁾によって求められた第10図に示す放電領域図を参照して、本実験のギャップ長 0.1~0.7cm の $V-t$ 曲線の測定点 (第3図参照) において、フラッシュオーバー電圧が最も低い 1 μ s 点

第 9 図 フラッシュオーバー時間の計算値と実験値の比較

Fig. 9. Comparison of calculated and measured values of time to flashover.

の過電圧率 Δv と pq_L の関係を第 10 図に白丸印でプロットし、これを限界曲線と比較 (A) すると、0.3 ~ 0.7 cm のギャップ長については、いずれもストリーマ放電域の条件を十分満足している。しかし、0.1 cm のギャップ長になると、三好氏⁽²⁴⁾によって求められた限界条件 (B) の若干下側にプロットされるという結果になっている。しかし、タウンゼント放電域とストリーマ放電域の限界は実験条件によって、相当広範囲な領域となることが指摘されており、一応ここでは単一電子なだれからストリーマの転換により、フラッシュオーバーが起るものと考えて話を進める。

そこで、前述の実験とのくい違いの原因を究明するために、まず単一電子なだれからストリーマ移行まで

のなだれの限界長 Z_0 を計算し、各ギャップ長 g_L に対して $Z_0 \leq g_L$ の条件が満足されているかどうかを検討した。

なだれの限界長 Z_0 はなだれ進行速度の時間積分として、次式から計算することができる。

$$Z_0 = \int_{(E_\infty/E_s)t_F}^{t_F} v - (E_s \cdot t/t_F) dt \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで、フラッシュオーバー時間の計算と同様に $v = K/\sqrt{E}$ において、上式を積分すれば、

$$Z_0 = \frac{2}{3} K - t_F E_s^{1/2} \left[1 - \left(\frac{E_\infty}{E_s} \right)^{3/2} \right] \quad \dots\dots\dots (10)$$

となる。

(10) 式を用いて各ギャップ長に対する Z_0 を計算すると、第 11 図の関係が得られる。図で実線は t_F の計算値を用いて Z_0 を求めたものであり、点線は t_F の実験値から求めた Z_0 の値である。図から、0.3 ~ 0.7 cm のギャップ長においては、電界が低くなるに従って Z_0 は著しく増加する傾向を示し、 $Z_0 > g_L$ の関係となる。また、0.1 cm のギャップ長になると、本実験の全領域にわたって $Z_0 > g_L$ の関係になってしまう。

なだれの限界長の関係が満足されないことを考慮すると、本実験の場合のストリーマ機構について再検討を必要とすることが示唆される。すなわち、本手法は印加電界が静的フラッシュオーバー電界に到達した時点で陰極上に現われた電子が破壊に有効に寄与するとしてフラッシュオーバー時間の計算を行なった。ところが、第

第 10 図 放電領域図

Fig. 10. Relation between $P \cdot q_L$ and Δv .

第 11 図 フラッシュオーバー電界となだれの限界長の関係

Fig. 11. Relation between flashover field and limit length of an avalanche.

11 図のように E_{∞} を基準として計算した t_F を用いて Z_0 を求めると、いずれのギャップ長においても、ギャップ長 g_l を越えたところでストリーマ移行の条件である電子個数の臨界値 N_c に達する場合があるという不合理な結果が得られたわけである。このことはギャップ長およびフラッシュオーバー電界が小さくなると、ストリーマ破壊を生ずるのに有効な電子の発生電界を E_{∞} と考えるのは妥当でないことを示唆しているものである。つまり E_{∞} で陰極上に現われた電子はギャップ間を走行しても距離が短いために電子個数を N_c に電離増殖するには至らず、更に印加電界が上昇した時点で陰極上に現われた電子がちょうど $Z_0 = g_l$ の距離で単一電子なだれ頭部の電子個数を N_c に増殖して、ストリーマ破壊が生ずるものと考えられる。

このような観点から、まず計算結果と実験結果との間に最も大きな差が現われた 0.1 cm のギャップ長について、各種の波頭長印加電圧に対してなだれの限界長 $Z_0 = g_l$ を満足するような有効電子の発生電界 E_e をカットアンドトライで求めた。これを用いて、(8) 式よりフラッシュオーバー電界 E_s とフラッシュオーバー時間 t_F の関係を求めると、第 1 表に示す $g_l: 0.1 \text{ cm}$ の結果が得られる。この E_s と t_F の関係を第 9 図(a)にプロットすると Δ 印のようになり、 t_F が 0.06~1 μs の領域においては実験曲線と極めて良好な一致をみるようになる。しかし、実験曲線が急上昇する領域では、計算結果 ($t_F: 0.031 \mu\text{s}$, $E_s = 101 \text{ kV}$) にも見られるように両者の間に差が生ずるようになる。このことは <4.3> 節で指摘したように、 $V-t$ 曲線が急上昇する領域では正、負ストリーマの進展時間などを考慮す

第 1 表 なだれの限界長を満足する E_e と E_s および t_F の関係

Table 1. Relation between E_e and E_s , t_F which satisfy limit length of an avalanche.

$g_l: 0.1 \text{ cm}$ の場合

S (kV/ μs)	E_e (kV/cm)	E_s (kV/cm)	t_F (μs)
54	52.65	53	0.981
100.7	56.8	57.4	0.57
269.3	62.2	64	0.216
812.4	70	74.5	0.0917
1,431	75.5	83	0.058
3,258	84.5	101	0.031

(注) S : 印加電界の上昇速度, E_e : 有効電子の発生電界を示す

る必要のあることを示唆しているものと考えられる。

更に、上記の計算手法の妥当性を確かめるために、ギャップ長が 0.7 cm の場合について第 11 図の結果が $Z_0 > g_l$ の領域の波頭長印加電圧に対して E_s, t_F を計算すると、第 9 図(d)の Δ 印のようになり、0.1 cm の場合と同様に 0.06 μs 以上の領域においては実験結果と良く一致する結果が得られた。

これらのことから、有効電子の発生電界に着目すれば、フラッシュオーバー電界とフラッシュオーバー時間の関係は E_{∞} を基準とした場合よりも実験曲線と極めて良く一致し、しかも、なだれの限界長の関係も満足されることから、以上の考えに従えば、本実験の範囲において上に述べたようなストリーマ破壊機構が成立しているものと推察される。

5. 本計算手法の長ギャップへの適用

本計算手法を用いて大気圧中における 0.7 cm までの平等電界ギャップのフラッシュオーバー時間を計算すれば、計算結果と実験結果が良く一致することが確かめられた。そこで、本手法がどの程度のギャップ長まで適用できるかについて検討しておくことは実用的な面から極めて重要である。

長ギャップの急しゅんインパルス電圧に対するフラッシュオーバー特性に関しては、これまでに筆者ら⁽²⁵⁾も国際比較試験の一環として、直径が 25 cm の標準球ギャップを用いて、ギャップ長 6 cm に対する $V-t$ 特性試験を行なっている。本章ではこの $V-t$ 特性をもとに、本計算手法が延長できるかどうかについて検討した。

第 12 図の点線は 25 cm 標準球ギャップのフラッシュオーバー特性をばらつきの範囲と平均値の関係で示したものである。フラッシュオーバー特性の実測範囲 (0.08~1 μs) における E_s/P (43~66 V/cm $\cdot$ Torr) と α'/P の

第 12 図 25 cm ϕ 標準球ギャップにおけるフラッシュオーバー時間の計算と実験値の比較

Fig. 12. Comparison of calculated and measured values of time to flashover for 25 cm ϕ standard sphere gap.

関係を、第 7 図の E_s/P の低い領域 (40~80 V/cm $\cdot$ Torr) における直線を用いて、(5) 式の係数 A, B を求めると $A=9.21/\text{cm}\cdot\text{Torr}$, $B=260 \text{ V/cm}\cdot\text{Torr}$ となる。また、フラッシュオーバー電界付近の電子の移動速度を $v \approx 0.224 \times 10^7 \sqrt{E_s} \text{ (cm/s)}$ ならびに電子数の臨界値 $N_c=10^8$ 個とし、 $E_s=26.83 \text{ kV/cm}$ を用いてフラッシュオーバー時間を計算すると第 12 図の実線の関係が得られる。図から明らかなように、両曲線は実験の範囲において良好な一致をみている。

なお、 E_s を基準としたなだれの限界長については、本実験の範囲において 2.3 cm 以下となることから、ストリーマ破壊の条件は十分満足されている。

6. む す び

以上、気中平等電界ギャップのフラッシュオーバー特性の推定方法について検討を行なったところ、次の事項が明らかとなった。

(1) 単一電子など頭部の電子数が、臨界値 N_c (10^8 個) に達すると、ストリーマ形式の破壊が生ずると仮定して、直線上昇波電圧によるフラッシュオーバー時間を計算すると、0.3~0.7 cm のギャップ長に対し、0.06 μs 以上のフラッシュオーバー時間領域において実験値と良く一致することが確かめられた。

(2) 実験によるフラッシュオーバー時間がフラッシュオーバー電界に対してほぼ一定となる急しゅん波領域において、計算値との間に差が生ずるのは、電子などがストリーマへの条件に達した後、更にストリーマがフラッシュオーバーに成長するのに要する時間が問題となることを指摘した。

(3) 0.1 cm 以下のギャップ長領域では、フラッシュオーバー時間の計算値と実験値が一致しなくなるこ

から、その原因をなだれの限界長の関係から検討し、有効電子の発生電界を考慮した計算手法について考察した。

(4) 本計算手法の適用範囲について検討したところ、6 cm の長ギャップについても十分適用できることが明らかとなった。この結果、公称電圧 6.6 kV 配電線路の平等電界下における気中絶縁を対象 (6.6 kV 配電線路の基準インパルス絶縁強度: 60 kV) とすれば、6 cm までのギャップ長の範囲について本手法の適用の可否を検討しておけば工学的に十分である。

(5) 実線路に発生する急しゅん波サージ電圧の波頭長の最大確率は 100 ns 程度と考えられているので⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾、本手法は実用的にフラッシュオーバー特性を推定するのに極めて有効な方法である。

終りに、本研究に関して有益な御助言と御批判をいただいた当所富山判太郎高エネルギー研究室長、杉浦賢高温技術研究室長ならびに野口卓也氏、計算に御協力いただいた玉田紀治氏、また大同工業大学研究会におきまして種々御討論を賜りました三好保憲教授をはじめとする関係各位に深甚なる謝意を表します。

(昭和 52 年 4 月 4 日受付, 同 52 年 11 月 25 日再受付)

文 献

- (1) S. B. Griscom: Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs 77, pt. III. (1958)
- (2) 耐雷設計基準委員会配電線分科会: 配電線耐雷設計基準要綱 (昭 38-8)
- (3) 耐雷設計基準委員会配電線分科会: 配電線耐雷設計ガイドブック (昭 51-3)
- (4) 高木・木下: 電学誌 91, 1533 (昭 46-8)
- (5) 高木: 電学論 A, 94, 17 (昭 49-1)
- (6) R. C. Fletcher: Phys. Rev. 76 (1949-11)
- (7) D. Kind: Elektrotech. Zeits. 79, 65 (1958)
- (8) 電気学会電気規格調査会: JEC-187 (1973)
- (9) 本多: 電学誌 85, 1394 (昭 40-8)
- (10) 三好: 日本物理学会誌 30, 591 (昭 50)
- (11) 林・安藤: 電学誌 86, 298 (昭 41-2)
- (12) 宅間・渡辺: 同上 90, 1381 (昭 45-7)
- (13) 柳父・川口: 同上 91, 1543 (昭 46-8)
- (14) G. A. Mesyats, et al.: Soviet Phys. Uspekni 15, 282 (1972)
- (15) 三好: 火花放電理論入門 (昭 40) 電気書院
- (16) H. Schlumbohm: Z. Phys. 182, 317 (1965)
- (17) F. H. Sanders: Phys. Rev. 44, 1020 (1933)
- (18) M. A. Harrison, et al.: *ibid.* 91, 1 (1953)
- (19) K. Masch: Arch. Electrot. 26, 587 (1932)
- (20) L. B. Loeb: Basic Processes Gaseous Electronics, U. of Cal. (1961)
- (21) H. Raeter: Z. Phys. 107, 91 (1937)
- (22) 鳥山: 電学誌 87, 1626 (昭 42)
- (23) F. M. Merrill, et al.: J. Appl. Phys. 10, 873 (1939)
- (24) 森: 電学誌 75, 1156 (昭 30-10)
- (25) 鶴見, 他: 電試集報 30, 179 (昭 42-2)
- (26) S. B. Griscom, et al.: IEEE Trans. Power Apparatus Syst. PAS-84, 257 (1965-4)
- (27) 長野: 四国電力技研研報 No. 7412 (昭 50-3)