補助放電による気中ギャップの放電破壊 (補助放電を陰極側で行なった場合)

大同製鋼株式会社
名古屋工業大学
名古屋工業大学

栗 本 明 昌
細 川 辰 三
三 好 保 憲

1. ま え が き

補助放電による放電破壊の研究は、古くから多くの研究者によりなされており、そのおもな研究は Broadbent 氏、⁽¹⁾ Sletten 氏、⁽²⁾ 石川氏、⁽³⁾ Kuffel 氏、⁽⁴⁾ Baldo 氏、⁽⁵⁾ 御所氏⁽⁶⁾らによって進められた。また、それらの研究はそれぞれの立場から破壊機構のモデルが提唱されているが、筆者らの知る限りでは放電電流およびそれに伴った光波形の観測から解析したものは見あたらない。

筆者らは、補助放電による気中ギャップの放電破壊機構を解明するために、この種のギャップいわゆるトリガトロンギャップの破壊特性を電氣的、光學的手法によって調べた結果、従来提唱されてきた放電破壊モデルに再検討を加えることができ、さらに放電形式も明らかにすることができた。

すなわち、従来のトリガトロンギャップの研究は、その実用的見地から補助放電を主電極面上で行なった、⁽¹⁾⁽²⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾ プラズマジェットを主電極面上に噴出させ、⁽³⁾ それによって誘発される主ギャップの破壊に関するものであった。このような電極構造では、補助放電によって主電極面上にプラズマを生成させたことにより、その荷電粒子や導電性の影響、またはその他の

要因(たとえば、Baldo 氏ら⁽⁵⁾のいう乱流域、Sletten 氏ら⁽²⁾のいうイオン化しやすい低密度領域)の影響が交わり合い、それらの依存度が明らかでなかった。それゆえ筆者らは、主ギャップ中にプラズマジェットが噴出されないように、次章で述べるような主電極の背後で補助放電を行なう手法を主体にして実験を行なった。

本報告はその第1報で、補助放電を陰極側で行なった場合の主放電の誘発効果、放電に伴う電流波形および光電子増倍管による光波形の測定結果について報告し、さらに放電破壊機構の解析を試みた。

2. 実験回路および実験方法

〈2・1〉 供試回路 実験回路は第1図に示すように、主ギャップにはあらかじめ $V=0\sim 100\text{ kV}$ の直流電圧を印加し、補助放電ギャップ(第3電極と陰極側

第1図 実験装置

Fig. 1. Experimental arrangement.

Breakdown Mechanism of Trigatron Gap in Air. By A. KURI-MOTO, Member (Central Research Laboratory, Daido Steel Co., Ltd.), T. HOSOKAWA, Member & Y. MIYOSHI, Member (Department of Electrical Engineering, Nagoya Institute of Technology).

栗本明昌: 正員, 大同製鋼株式会社中央研究所
細川辰三: 正員, 名古屋工業大学電気工学教室
三好保憲: 正員, 名古屋工業大学電気工学教室

主電極とのギャップ)に 1,500 pF のコンデンサとサイクロンからなるパルス発生回路で発生した立上り時間約 30 ns、波高値 $v_i = 0 \sim \pm 10$ kV のインパルス電圧を印加した。

放電に伴う発光パルスの検出は、図示のように石英レンズ、スリットおよび光電子増倍管からなるスリット系 3 組を用い、これらの系の焦点は陰極面、陽極面および主ギャップの任意の位置にそれぞれ調整され、その測定精度は 0.3 mm であった。また、主ギャップの電流波形は検出抵抗 R_0 の電圧降下から測定した。この場合、直流高圧電源からコンデンサ C への充電電流が R_0 を通じて流れるため、この電流が放電電流の波形に影響を与えないように C への充電回路は補助放電電圧印加直前に断路器 S で開放した。なお、放電抑制抵抗 R_1 は回路の漂遊容量と積分回路を形成し電流波形のひずみの原因となるため、できるだけ抵抗値の小さいものを選んだ。また、これら検出回路の時定数はいずれも約 50 ns で、光および電流波形は 30 MHz のデュアルビームオシロスコープ 2 台を使用して同時測定を行なった。

なお、このような立上りの速いパルスの測定は、測定回路の時定数、使用するオシロスコープの周波数帯域幅などによって制約され、波形そのものを忠実に観測することは容易ではない。したがって、波形の忠実性においてはなお検討の余地はあるが、本実験のように比較的放電成長の遅い現象の解明には十分信頼できる結果が得られていると思われる。

〈2・2〉 電極構造 電極構造は第 2 図(a)に示したようである。陰極側電極は、直径 10 cm の黄銅製平板電極に直径 50 cm の鉄製保護電極を取り付けたもので、その中心には直径 0.15 cm の穴があけてある。ま

た、陽極側電極は直径 50 cm の鉄製半球状電極を使用したが、この電極構造では供試のギャップ長範囲(0~3.5 cm)では平等電界配置と見なしてよいと考えられる。

なお、筆者らの実験は、前節でも述べた理由から第 2 図(b)の方式 A のように第 3 電極として直径 0.15 cm の棒電極を使用し、さらに補助放電ギャップの長さ l_t (第 3 電極と陰極側電極との距離)を調節して、補助放電を陰極側電極の背後で行なった。(以後、方式 A と称する) また(b)図の方式 B で示したように、第 3 電極を直径 0.05 cm の針電極に取り換えることによって、従来の陰極側電極面上で補助放電を行なう実験(以後、方式 B と称する)も行ない両者を比較検討した。

3. 実験結果

〈3・1〉 補助放電の特性 補助放電によって主ギャップの放電誘発電圧(火花誘発電圧と略称)は、その直流火花電圧 V より相当低い電圧まで低下させることができ、その低下の割合および火花時間遅れ特性は、補助放電ギャップの構造、補助放電のエネルギーなどに依存した。

第 3 図は方式 A の電極構造において、主ギャップの印加電圧 $V = 0$ 、 $v_i = -9$ kV、 $l_t = 0.3$ cm で補助放電を行なった場合、主ギャップ中に噴出される高温気体(Hot gas)の伸展状況をスリットおよび光電子増倍管によって測定したものである。図中、各数値は陰極側電極面から測定位置までの距離を示している。

(a)図は陰極側電極面上の光波形のオシログラムで、図中①印は補助放電による強い発光を示し、その発光時間は約 2 μ s であった。④印は高温気体の発光を示し、図からも明らかなように高温気体は補助放電か

第 2 図 供試ギャップの構造

Fig. 2. Geometry of test gap.

第 3 図 高温気体の伸展

Fig. 3. Spatial growth of hot gas.

らほぼ $10\mu\text{s}$ 遅れて主ギャップ中に噴出しており、その発光持続時間は約 $80\mu\text{s}$ であった。また、その発光強度および発光持続時間は補助放電のエネルギーすなわち相対的には v_i に依存し、 v_i が低ければそれらはともに減少し、それに伴って補助放電効果も減少した。さらに (b), (c) 図に示したように、スリットによる測定位置が陰極側電極面から離れるに従って高温気体の発光強度は次第に弱まり、その出現時間も遅くなった。このように本実験で使用した電極配置では、高温気体は陰極側電極面上に噴出後は平均約 50m/s の速度で対電極側に向かって伸展し、その伸展距離は約 0.3cm であった。なお、この高温気体の伸展は、主ギャップの印加電圧 V とその極性および v_i の極性にはほとんど無関係であった。

これらの結果から、この高温気体は（実験条件が異なるため一概に断定できないが）Sletten 氏⁽²⁾のいうイオン化しやすい低密度領域 (Local region of hot gas of low density), あるいは Baldo 氏ら⁽⁵⁾の観測による乱流域 (Turbulent region) に相当したものと考えられる。したがって、筆者らが高温気体と呼んだものは、主ギャップ中に噴出された状態では、石川氏⁽³⁾の実験で述べられているような高導電性を有するプラズマジェットというようなものではなく、むしろ高温低密度の気体と考えてよいと思われる。

〈3・2〉 放電電流波形と光波形

(1) 補助放電を陰極の背後で行なった場合 (方式 A) 第4図は種々の印加電圧に対する電流および光波形の代表的なオシログラムである。図において左側は電流波形を示し、上下二つの波形は同一電流を得るを変えて測定したものである。また右側は光波形で、上側が陽極、下側が陰極付近の発光を示している。

印加電圧を上昇させるに従って立上りおよび減衰のゆるやかな電流波形が観測され、この電流値は印加電圧の上昇とともに増大し、その最大値は $50\mu\text{A}$ 、その持続時間は $100\mu\text{s}$ に達した。

さらに印加電圧を上昇させ、 $V=58\text{kV}$ ($E\approx 19\text{kV/cm}$) で電流波形および陰極面の光波形に、(a)図に示したように $50\mu\text{s}$ で急しゅんなパルスが観測された。このパルスは後述するように空气中負針コロナとしてのトリチェルパルス (Trichel pulse)⁽⁶⁾に類似したパルス (以後 TP と略記) で、印加電圧をさらに上昇させれば (b)図のようにパルス数は増大した。また、このオシログラムでは、最初 $45\mu\text{s}$ 付近で波高値 $500\mu\text{A}$ 程度のパルスが観測され、その後 $125\mu\text{s}$ までパルスの波高値およびパルス間隔を増大させながら TP は成長している。なお、陰極面ではこの電流パルスに対応し

第4図 方式 A の電極構造における電流および光波形

Fig. 4. Typical oscillograms of electrical and photon pulses for various applied voltages in type A.

て光パルスが観測されたが、陽極面では観測されず、ただ微弱な連続光が観測されたにすぎなかった。

$V=65\text{kV}$ ($E\approx 22\text{kV/cm}$) に達すると主ギャップは全路破壊に至ったが、その破壊の形式には (c), (d) 図に示したような 2 形式が観測された。すなわち、(c)図は TP から破壊に至った場合のオシログラムで、TP は時間とともに成長し、その波高値も 2.5mA にまで達した。また、この形式では陰極面の光波形においては TP に対応したパルスが観測され、さらに陽極面でも連続光に重畳してはいるが、破壊直前に TP に対応したパルスが観測された。

他方、(d)図では TP に後続して無パルス性の電流

が流れ、 $425\mu\text{s}$ で破壊に至っている。また、陰極面の光波形でもこの電流オシログラムに対応して TP に後続した無パルス性の光波形が観測されている。これに対して陽極面の光波形では、TP に対応した光パルスは観測されなかったが、無パルス性の電流に移行後はそれに対応した光波形が観測された。なお、この電流分は負針コロナとしての無パルス性コロナ⁽⁹⁾に類似しており、本報告では以後この電流分をパルスレス (PL) と記す。

このように最低火花誘発電圧 V_a 付近における破壊形式には、(c) 図のように PL を経ないで TP から直接火花へ移行する形式と、(d) 図に示したように、TP から PL を経て破壊に至る形式の 2 形式があることが明らかとなった。特に前者は V_a 付近でのみ観測され、その出現ひん度も小さく、電流の立上りも後者に比べて急しゅんであった。さらに印加電圧を上昇させると、火花時間遅れは減少して破壊形式は (d) 図の形式のみとなり、しかも破壊前に観測される TP の数およびパルス間隔は減少した。

$V=71\text{kV}$ ($E\approx 23\text{kV/cm}$) では (e) 図に示したように、複数個のパルスからなる TP は観測されず破壊に至るようになった。このように、本実験のギャップ長範囲内 ($1\sim 3.5\text{cm}$) では $E\approx 23\text{kV/cm}$ が TP の観測される臨界値であり、さらに、いかなる電界のもとでも TP が観測されるためには補助放電からほぼ $25\mu\text{s}$ の時間を必要とした。

(2) 補助放電を陰極面上で行なった場合 (方式 B)

補助放電を陰極面上で行なった場合の電流波形の代表的なオシログラムを第 5 図に示した。(a) 図は $V=60\text{kV}$ ($E\approx 20\text{kV/cm}$) で破壊に至らなかった場合のオシログラムで、図より明らかなように補助放電に基因する電流が流れた後 TP が観測されているが、その成長、消滅過程は第 4 図 (b) と同様な傾向を示している。これに対して第 5 図 (b) では、 $V=64\text{kV}$ ($E\approx 21\text{kV/cm}$) で破壊に至った場合を示し、補助放電後 10

第 5 図 方式 B の電極構造における電流波形
Fig. 5. Typical oscillograms of electrical pulses in type B.

第 6 図 火花時間遅れ特性

Fig. 6. Time lag characteristics.

μs で TP が観測され始め、PL 過程を経て破壊に至っている。

このように、方式 B の破壊では方式 A で V_a 値付近で観測されたような TP → 火花の破壊形式は観測されなかったが、一般的には TP → PL → 火花の過程を経ており、電流および光波形上での破壊過程では両者に顕著な差異は認められなかった。

〈3・3〉 火花時間遅れ特性 火花時間遅れ (補助放電から全路破壊に至るまでの時間遅れ、以後、火花遅れ T と記す) 特性は、実験範囲内では v_t の極性にはほとんど無関係で、補助放電のエネルギー、電極構造および主ギャップの印加電界とその極性に依存した。

第 6 図は方式 A と方式 B における火花遅れ T と主ギャップの印加電圧 V との関係を、 $v_t=-9\text{kV}$ 、主ギャップの長さ $l=3\text{cm}$ について表わし、さらに電流波形を対応させたものである。

方式 A の場合、 T は V に対して指数関数的な減少特性を示しているが、図より明らかなように $V=71\text{kV}$ ($E\approx 23\text{kV/cm}$)、 $T\approx 25\mu\text{s}$ 付近を境界として T のこう配は幾分異なっている。すなわち、この $25\mu\text{s}$ は前述したように TP が観測されるための最小時間遅れに相当し、この電圧以下では TP が観測されたのち破壊に至った領域であり、これ以上では TP は観測されず破壊に至った領域である。さらに、最低火花誘発電圧 V_a ($l=3\text{cm}$ の場合には $V_a=65\text{kV}$) における破壊

には、TP から PL を経て火花に至る形式と TP から PL を経ずに火花に至る形式の 2 者があることを述べたが、この破壊形式の相違は火花遅れ特性にも顕著に現われた。すなわち、前者 (TP→PL→火花) の破壊形式を示すものは、 $T=450\mu\text{s}$ に達するような火花遅れの長いものも観測されたが、後者 (TP→火花) は V_c 値付近でのみ観測され、その観測ひん度も少なく、 $T=100\sim 280\mu\text{s}$ にわたる小領域の破壊に限られていた。

他方、方式 B の場合には、その火花遅れは方式 A の場合に比べて一般的に短く、 v_c を $-5\sim -9\text{kV}$ に変えても、その影響は放電の不整範囲内であった。

このように方式 A, B いずれの場合も V を下げて V_c に近づけると、 T は図の特性のように増大してゆくが、無限に増大するものではなく、供試ギャップでは数百 μs が限度で、 $V\rightarrow V_c$ で $T\rightarrow\infty$ という傾向はとらなかった。

4. 考 察

補助放電は主ギャップの破壊電圧を、その直流火花電圧より相当低い電圧まで低下させることができ、その低下の割合および火花遅れ特性は、補助放電電極の構造、補助放電のエネルギーなどによって変わることを述べた。さらに、補助放電を陰極側で行なった場合に観測される電流波形は、空気中負針対平板配置の不平等電界ギャップでインパルス電圧印加のもとで観測される負コロナパルス⁽⁸⁾に類似したパルス波形が観測され、また全路破壊への移行過程も類似の特性を示すことを述べた。これは補助放電によるギャップの破壊が等価的に負針対平板ギャップの破壊特性を示しているものと考えられ、破壊機構として次のモデルを提唱したい。

補助放電ギャップに火花を発生させると、それに伴って衝撃波が発生する。しかし Baldo 氏ら⁽⁸⁾の研究によれば、この衝撃波は $1\sim 2$ マッハと数マッハの 2 種の速度で対電極側に伸展するが、主ギャップの破壊には寄与しないことから、ここでは前にも述べたように破壊に寄与する因子として衝撃波に後続して発生する高温気体を考える。すなわち、この低密度の高温気体が主ギャップ中に噴出されることによって、主ギャップが不平等電界ギャップと類似の特性を示すものと考えられ、これを定性的に説明するために、電離に寄与する因子としての E/N (E : 電界, N : 分子密度) と電極からの距離 x との関係を示すと第 7 図のようになる。

(a) 図は針対平板ギャップの場合、(b) 図は補助放電ギャップの場合で、(a) 図では E/N は x とともに

第 7 図 不平等電界ギャップとトリガトロンギャップの類似性

Fig. 7. Schematic diagrams of the similarity between nonuniform field gap and trigatron gap.

第 8 図 TP の生成モデル

Fig. 8. Model of pulsative-corona formation.

図のように減少するが、(b) 図では補助放電によって生成された高温気体が主ギャップ中に噴出し (実験では高温気体の伸展距離 $d=0.3\text{cm}$), N は図のように変化しているものと考えられる。したがって、 E を一定と考えれば E/N 曲線は (a) 図に類似した曲線を示し、補助放電による破壊は等価的には針対平板配置の不平等電界ギャップの破壊に近似できるものと考えられる。

〈4・1〉 TP の生成過程 第 8 図は TP が観測され始めた臨界電圧 $V=58\text{kV}$ ($E\approx 19\text{kV/cm}$) における TP の生成モデルを、TP の電流波高値およびスリットと光電子増倍管によって測定した TP の進展距離との関係から描いたものである。(a) 図は横軸に補助放電からの時間 t 、縦軸に主ギャップの長さ l をとり、TP および高温気体の時間的、空間的進展過程を示したもので、(b) 図は任意の時間 t における電位分布を図式的に描いたものである。

(a) 図において、補助放電によって生成された電子 (図中⊙) は印加電圧が低いため、そのまま陽極に達するか、あるいは陰極付近で酸素分子に付着して O_2^- イ

オン(図中⊖)を形成し、移動速度⁽¹⁰⁾ $v_{-} \approx 4 \times 10^4 \text{ cm/s}$ の速さで陽極側に移動するが、補助放電によって生成された高温気体(図中⊕曲線)が陰極面から噴出される $10 \mu\text{s}$ 後には、この負イオン群は陰極からはば 0.4 cm 伸展している。

$t=30 \mu\text{s}$ では負イオン群は 1.2 cm 、高温気体は 0.2 cm それぞれ陰極から伸展する。この高温気体の内部では E/N が大きいため、電子の第一電離係数 α は大となっているが、(b)図(i)に示したように先行負イオン群による負の空間電荷電界が陰極付近の電界を弱めていることから、この状態では高温気体中での電子なだれの成長は抑制されている。

$t=50 \mu\text{s}$ では先行負イオン群は陰極から約 2 cm 移動し、したがって陰極付近では負イオン空間電荷による電子なだれの成長の抑制作用は弱まり、さらに高温気体は陽極側に伸展しているため、その内部で

$$\gamma \left\{ \exp \int (\alpha - \eta) dx - 1 \right\} = 1$$

η : 電子の中性分子への付着係数

なる放電自続条件を満足すれば、図示のように電子なだれ群(図中 TP_1)は急激に増大するものと考えられる。しかし、この状態では先行負イオン群に基因する空間電荷電界、あるいは印加電界が不十分などの理由から、高温気体外部での電子なだれ群の成長は困難である。したがって、電子なだれ群の成長はおもに高温気体中に限られて陽極まで到達できず、電子群はギャップの途中から電離能力を失い、そのまま陽極に向かうか、あるいは付着によって二次の O_2^- イオン群(図中⊖')を形成する。しかも、この二次の負イオン群は後続の電子なだれの成長を抑制する。

他方、高温気体中での電子なだれ群(図中 TP_1)の成長によって生成された正イオン群(図中⊕)は、移動速度⁽¹⁰⁾ $v_{+} \approx 2.5 \times 10^4 \text{ cm/s}$ の速さで陰極側に移動して陰極付近の電界を強め、 γ_i 作用で陰極面からさらに多くの二次電子を放出し、この二次電子は高温気体中で後続電子なだれ群(図中 TP_2)に成長する。したがって、高温気体中での電子なだれ群の生成と消滅は、高温気体の伸展、正負イオンの挙動に関係して電流および光波形はパルスとして観測されるものと考えられる。また正イオン群の移動距離やその発生数は、後続電子なだれ群ほど増大することから、観測されるパルスの波高値およびパルス間隔は後続パルスほど増大するものと考えられる。

このように、観測されるパルスは負針対平板ギャップにおけるトリチェルパルスと類似しているため、本論文ではこれらの電子なだれ群をトリチェルパルス

第 9 図 破壊モデル

Fig. 9. Models of breakdown.

TPと呼んだ。なお、高温気体の伸展距離は〈3・1〉節の測定結果では約 0.3 cm となったが、これは光学観測系の感度の不足によるもので、実際にはさらに時間とともに伸展していると思われる。

〈4・2〉 火花破壊 補助放電によって主ギャップが破壊する形式には、TPからPLを経る過程と経ない過程の2形式があることを第4図(c), (d)で示した。これらの電流波形および光電子増倍管によって測定したTPの伸展距離をもとにして、放電前駆現象の時間的、空間的進展過程を示したものが第9図である。(a)図はTPから破壊に至った場合、(b)図はTPからPLを経て破壊に至った場合の破壊モデルを示し、それらは第4図(c), (d)にそれぞれ対応している。

第9図(a)において、TPは前述したように高温気体(図中⊕)の伸展とともにその伸展距離やパルス間隔を次第に増しながら成長している。他方、陽極付近の電界はTPの消滅過程で生成された負イオン群の移動によって強められ、さらにこの高電界中に進入した負イオンの一部は電子を離脱し、その電子によって陽極前面で電子なだれの成長が可能となる。この電子なだれの成長は、陽極付近の電界をさらに強めて陰極向けストリーマの形成を可能にし、このストリーマはさらに全路破壊まで進展するものと考えられる。

また、(b)図ではTPは(a)図と同様に成長しているが、 $t=190 \mu\text{s}$ でPL過程に移行している。すなわち、高温気体中での電子なだれの成長によって生成された正イオン群は、高温気体先端付近に蓄積され、高温気体先端と陰極間の電界を強めるように作用する。さらに、この高電界は正イオン(γ_i 作用)および後続電子なだれの形成に伴う光子(γ_p 作用)による陰極が

らの二次電子放出作用を強め、陰極から高温気体中への電子の連続的供給が十分可能となれば、準定在的放電の PL に移行する。また、PL に移行すれば高温気体先端の電界はさらに強まり、負イオン空間電荷による電子なだれ抑制作用よりも、高温気体先端での電離増殖が活発となって PL はさらに全路破壊の火花に進展するものと考えられる。したがって、この破壊形式は陰極面の γ 作用によって破壊するタウンゼント形の破壊形式を示すものと考えられる。

さらに印加電圧を上昇して、 $E \geq 23 \text{ kV/cm}$ に達すると、破壊は電子付着による負イオンの生成よりも電離増殖作用が効果的に作用し、第 4 図(e)に示したように TP は観測されず、そのまま破壊に進展するものと考えられる。

このように、補助放電を陰極側で行なった場合における破壊機構のモデルとして、高温気体の伸展に伴う電子なだれの成長と、電子の酸素分子への付着によって生成される負イオン空間電荷電界による電子なだれの成長抑制作用を考慮すれば、火花遅れが数百 μs にも達するような破壊形式も矛盾なく説明することができた。なお、放電抑制作用が O_2^- イオンであることを確かめるため、負イオンを形成しない気体の例として窒素中で行なった実験では、この種のパルスは観測されなかった。

さらに本論文では、補助放電による気中ギャップの破壊と負針対平板ギャップの破壊形式の類似性について述べたが、第 10 図に空気中負針対平板ギャップで直流電圧にインパルス電圧を重畳した直流-インパルス電圧（過電圧率 $\Delta s = 5\%$ ）を印加した場合に観測される代表的な電流オシログラム⁽⁸⁾を参考までに付記した。上側のオシログラムはインパルス電圧印加から全路破壊に至るまでの電流波形を示し、下側は TP から PL への移行過程を拡大したものである。この図から

上側: $20 \mu\text{s/div}$, 下側: $5 \mu\text{s/div}$, 針先曲率半径: 0.07 cm
ギャップの長さ: 1 cm , 気圧: 100 mmHg , 過電圧率: 5%

第 10 図 空気中負針対平板ギャップにおけるインパルス破壊の電流波形

Fig. 10. Typical oscillogram of electrical pulses in negative point to plane gap in air.

明らかなように、破壊形式は補助放電による気中ギャップの破壊と同様 TP→PL→火花の過程をとっているが、TP の進展過程ではパルス間隔および波高値は次第に減少しながら PL に移行し、補助放電の場合と逆な特性を示した。

このような TP の進展の相違は、補助放電による気中ギャップの破壊が低電界領域における低密度高温気体の伸展に伴った破壊であるのに対し、負針対平板ギャップにおける破壊は、過電圧域における破壊であることに基因するものと考えられる。すなわち、後者の場合には過電圧を印加することにより TP が伸展するが、電界は負針から離れるに従って弱まっているため電子群は陽極まで到達できず、一部は負針付近に負イオン空間電荷を形式し、さらにこの負の空間電荷量は時間とともに増大する。したがって、後続電子なだれ群ほどこの空間電荷によってその進展が抑制され、パルス間隔および波高値は減少するものと考えられている。

5. む す び

補助放電を陰極側で行なった場合における主ギャップの放電破壊誘発特性を述べ、その破壊機構の解析を試みたが、以上を要約すると次のようである。

(1) 補助放電による放電破壊誘発効果は、補助放電のエネルギーに依存し、一般にエネルギーが増大するほど顕著に現われたが、その極性には無関係であった。

(2) 補助放電による主ギャップの破壊特性は、不平等電界ギャップにおけるインパルス破壊に類似した特性を示し、その火花破壊形式にはパルス性コロナから無パルス性コロナを経ないで火花に至る形式と、経て火花に至る形式が存在した。そして一般に、前者は最低火花誘発電圧付近でのみ観測され、後者は印加電界が 23 kV/cm 以下の全電界域で観測された。

(3) 電子の酸素分子への付着が放電抑制作用に重要な役割を演じ、さらに無パルス性コロナを経ない場合における破壊は、陽極側からのストリーマ形破壊で、無パルス性コロナを経る場合は陰極側からのタウンゼント形破壊で説明できた。

(4) 印加電界が 23 kV/cm 以上のギャップでは、電子付着による負イオンの形成よりも、衝突電離作用が有効となって放電抑制に基づくパルスが存在しない破壊形式を示した。

終わりに、終始ご懇切な助言をしていただいた名古屋大学 玉河 元教授、理化学研究所 御所康七博士ならびに、名古屋工業大学 三好研究室の諸氏に厚くお礼

申し上げる。また、実験遂行にあたり卒業研究として終始協力していただいた鈴木隆盛(現、特許庁勤務)、高桑誠明(現、広島大学大学院在学中)両氏に厚くお礼申し上げる。なお、本研究は文部省科学研究費の補助を得て行なわれたものであることを付記して謝意を表す。

(昭和47年5月31日受付, 同47年11月4日再受付)

文 献

- (1) T. E. Broadbent: Brit. J. Appl. Phys. **8**, 37 (1957)
- (2) A. M. Sletten, et al.: Proc. Instn. Elect. Engrs **104**, 54 (1956)
- (3) T. Ishikawa: J. Phys. Soc. Japan **19**, 3, 367 (1964)
- (4) E. Kuffel, et al.: I. E. E. E. **7**, 1628 (1968)
- (5) G. Baldo, et al.: Brit. J. Appl. Phys. Ser. 2, **2**, 1472 (1969)
- (6) 御所: 電学誌 **87**, 184 (昭 42-9)
- (7) B. C. Papadimas: J. Phys. D (Appl. Phys.) **3**, 1497 (1970)
- (8) 細川・三好: 名工大学報 **15**, 391 (昭 38)
- (9) 細川・三好, 他: 昭39電気四学会連大 63
- (10) たとえば, 本多: 気体放電現象 24 (昭 39)