低気圧の窒素と酸素の混合気体中における 針対平板ギャップの正極性インパルス破壊 過程

正 員 西 嶋 喜代人 (九州大)

正 員 原 雅 則 (九州大)

正 員 赤 崎 正 則 (九州大)

1. ま え が き

大気中の正針対平板ギャップは、同じギャップ長の異なる電極配置の放電ギャップより低い破壊電圧を示すために、高電圧機器の外部絶縁設計などの応用面から多くの研究⁽¹⁾⁽²⁾がなされ、破壊過程を考慮したマクロなモデルで⁽³⁾、破壊電圧の推定がある程度なされるようになった。また、最近では放電の進展機構と放電物理との関係が計算機シミュレーション⁽⁴⁾⁽⁵⁾および分光学的方法⁽⁶⁾によって調べられるようになり、破壊機構の物理学的観点からの研究が進められている。

また、低気圧空気中における針対平板ギャップの放電現象は、大気圧中のそれと比べて放電チャンネルの分枝が少なく、再現性も良いので、リヒテンベルグ法、光電子増倍管およびイメージコンバータカメラなどを用いて詳しく調べられていて^{(7)~(10)}、その破壊は一次コロナストリーマ、過渡グロー相（カソードストリーマ⁽⁷⁾を含む）、アーク相の過程で起こり、これらの放電各相の転移時に電離電圧波⁽⁸⁾が励起されることが示されている。

従来、空気中の破壊現象は気体圧力、ギャップの長さおよび電圧波形などの放電条件を変えて調べられている⁽¹⁾⁽²⁾⁽¹¹⁾。これに対して、一定の電極配置の下で、酸素と窒素の混合比を系統的に変えて、その破壊現象を研究すること⁽¹²⁾により、空気中における破壊過程

を決定する要素ならびに機構がいつそう明白になると考えられる。そこで著者らは、ギャップの長さ 8 cm の針対平板電極配置を用い、電子付着作用の大きい酸素とその作用のない窒素の混合比を系統的に変え、低気圧混合気体中での正極性インパルス破壊現象をイメージコンバータカメラを用いて調べた。その結果、グロー相確立までの初期の過程は、気体成分比には無関係であるが、過渡グロー相中に出現するカソードストリーマの進展特性は成分比に著しく影響されることがわかった。

本論文では、これらの実験結果、N₂-O₂ 混合気体と空気の放電過程との関係ならびにそれらに対する二、三の検討結果を報告する。

2. 実験の装置と方法

第 1 図は実験装置の概略図で、インパルス電圧発生回路、観測用放電管、測定回路および観測装置を示す。印加電圧は (1.6×150) μs のインパルス波形で、その波高値を 20% フラッシュオーバー電圧から 80% フラッシュオーバー電圧の範囲とした。放電管は内径 17 cm、高さ 45 cm のパイレックスガラス製で、その中央の両側に直径 9 cm の光学仕上げをした石英窓を二箇所設け、その内部にギャップの長さ 8 cm の針（先端を半球状にした直径 1 mm のタングステン棒）対平板（直径 16 cm の黄銅円板で、放電が針先と平板の中央部でのみ生じるように、端部は半径 7 mm の丸味をもたせた）電極を図のように配置した。供試気体は、市販されているボンベ入り窒素（公称値：99.99%）と酸素（公称値：99.99%）の単一気体ならびにこれらの混合気体で、放電管を 5×10⁻³ Torr まで排気した後、ボンベより直接放電管に設定圧力（20°C で 15 Torr）まで導

Impulse Breakdown Processes of a Positive Point to Plane Gap in N₂-O₂ Gas Mixtures at Low Pressures. By Kiyoto Nishijima, Member, Masanori Hara, Member & Masanori Akazaki, Member (Faculty of Engineering, Kyushu University).

西嶋喜代人：正員，九州大学工学部
原 雅則：正員，九州大学工学部
赤崎正則：正員，九州大学工学部

第1図 実験装置

Fig. 1. Schematic diagram of discharge tube and measuring circuits.

入した。気体圧力の測定は油マンノメータで行なった。放電管へのガス導入後、15分から2時間の間で、同一印加電圧のもとでの放電現象に差異が認められないことから、窒素と酸素は比較的短時間で均一に混合しているものと考えられる。

放電発光現象は、イメージコンバータカメラ ICC (John Hadland 社製, Imacon HE 700, Photocathode: S 20) にイメージインテンシファイヤ II (日立暗視スコープ, HS 690) を装着し、流し撮りとこま撮りの二つの撮影方法で観測した。更に、時間分解能を上げる観測には、ICCのトリガパルス発生器としてディレーパルスジェネレータ (Node 社製, 7001, 遅延時間: $0.1 \sim 9999.99 \mu\text{s}$) を併用した。分光器は島津 GE 100 で、逆分散 $16.6 \text{ \AA}/\text{mm}$ である。電流および光強度の測定は、2ビームシンクロスコープ (岩崎 DS-5015, 周波数帯域: DC $\sim$ 500 kHz), 2現象シンクロスコープ (岩崎 SS-6200, 周波数帯域: DC $\sim$ 200 MHz) およびデジタルメモリー (岩崎 DM-902, 書き込み速度: 10 ns/word $\sim$ 0.5 s/word) を用いて行なった。なお、本実験はすべて非照射のもとで行なった。

3. 実験の結果と検討

放電機構ならびに解析を簡単にするために、すべての混合比のもとで放電チャンネルが一条でき、管壁の影響を受けない気体圧力として 15 Torr を選び実験を行なった。なお、窒素と酸素の混合割合は、酸素分圧比 $P_0 (=100 \times \text{酸素分圧}/\text{全圧力} \%)$ で表示する。

〈3・1〉破壊過程 ここでは、放電発光過程ならびにそれと電流波形との対応について述べる。

(1) 先駆発光過程 第2図は $P_0=50\%$ における放電開始から過渡グロー相確立までの先駆放電過程での流し写真で、図のように一次コロナストリーマ FCS (First Corona Streamer), 電離電圧波 IW (Ionizing Potential Wave), 拡散発光波 DLW (Diffused

第2図 先駆放電過程

Fig. 2. Streak photographs of pre-breakdown phenomena.

Luminous Wave), 陰極向けストリーマ CDS (Cathode Directed Streamer), 陽極向けストリーマ ADS (Anode Directed Streamer), 陽極グロー AG (Anode Glow) ならびに負グロー NG (Negative Glow) より成っている。この放電過程は、以下に述べる放電進展速度の違いを除けば P_0 には無関係である。

FCS は、(a) 図に示したように正針から高速度で出発した後、その速度は進展と共に低下し、針からギャップ長の約 $1/3$ 程度進展したところで最低値を示すが、再び上昇して平板に突入するとき最高速度に達する。針から平板までの平均速度は、 $P_0=0\%$ での約 $1.3 \times 10^7 \text{ cm/s}$ から $P_0=100\%$ での約 $8 \times 10^7 \text{ cm/s}$ まで P_0 の増加と共に増大する。また、平板突入時の速度は $5 \times 10^8 \text{ cm/s}$ 程度に達する。FCS の発光形状は、針近傍では球形に近いが、針から遠ざかるに従って進展方向に凸の三日月形 (第4図 (a)(ii) 参照) となり、その径方向の広がり幅は最低速度の付近で約 3 cm となる。FCS が平板に到達すると平板から 10^9 cm/s オーダの進展速度をもつ、いわゆる IW が現われ、これがギャップ中央付近に達すると ADS と CDS に転換し、両電極に向かって発光が進展する。第2図から明かなように、ADS と CDS の速度は、その開始時と衰退時では著しく異なる。ADS と CDS が衰退し始めると、両電極近傍に AG と NG が形成され、ギャップ中央部は一樣に発光するようになる。

しかし、この発光の針側と平板側の境界を見ると、第2図 (b) からわかるように全体として平板から針電極に向かって進展する波 DLW を形成しており、その速度は P_0 の増加に伴い増大し、 $P_0=0\%$ では約 10^6 cm/s , $P_0=100\%$ では約 10^8 cm/s である。DLW

(a) 放電発光過程

(b) 電流波形

第3図 窒素、酸素混合気体中の全路破壊現象

Fig. 3. Streak photographs and current waveforms of discharge in N₂-O₂ gas mixtures.

の進展に伴い NG と DLW の間に、次期放電相の過渡グローにおけるファラデー暗部 FDS (Faraday Dark Space) となる暗部が次第に明瞭となる。

(2) 過渡グローからアークまでの発光過程

DLW が針電極に達したときのギャップ中の発光は、針先端近傍の強い発光、それに続くギャップの大部分を占めるほぼ均一な発光部ならびに平板近傍の狭い領域を占める強い発光から成り、これは直流グロー放電における AG、陽光柱 PC (Positive Column) ならびに NG に対応していると考えられる。すなわち、DLW

(a) 放電発光の空間分布 (こま撮り写真)

(b) 電流波形 (スケッチ)

第4図 電流成長に伴う放電発光の空間分布の変化
Fig. 4. Framing photographs of various discharge phases and corresponding current.

の針への到達によって過渡グロー相が確立され、次の放電相に移行する。この放電相は以下で述べるように顕著な P_o 依存性を示す。その放電過程の流し写真とそれに対応する電流波形の典型的なものを第3図に、こま撮り写真を第4図に示す。第4図 (a) 中の t_i は、同図 (b) の電流波形上に示した時刻 t_i に対応している。

P_o が小さい領域では、第3図 (a)(i) の $P_o = 5\%$ の場合のように、PC の部分は連続発光しているが、発光強度の異なる二つの領域に分けられる。この図に対応する第4図 (a)(i) の PC 部を詳細に調べると、PC は針電極に近い収縮した部分 (これを線条陽光柱 FPC “Filamentary Positive Column” と呼ぶことにする) とその先端部の拡散した部分 (これを拡散陽光柱 DPC “Diffused Positive Column” と呼ぶことにする) から成っている。FPC は DLW の針電極到達の直後に開始するが、その先端 (DPC との境界) の進展速度は遅く、 10^4 cm/s のオーダーで、これが平板に達するとアーク ARC が開始される。ARC は ICC の管面でハレーションを起こすので、その進展方向と進展速度の詳細は観測できないが、少なくとも

も進展速度は 10^9 cm/s のオーダーである。

P_0 が 10% 以上に大きくなると、第 3 図 (a) (ii), (iii) のように、FPC の先端と陰極間に平板側から針に向かって進展する発光波が現われるようになる。例えば、 $P_0=10\%$ では十数回に 1 回の割合でこの発光波が現われ、 P_0 の増加と共にその割合が次第に増え、 $P_0=15\%$ 程度ではすべての放電で現われるようになる。この発光波は空气中で既に観測されているカソードストリーマ CS (Cathode Streamer)⁷⁾ と同じ特性をもち、ここでも CS と呼ぶことにする。この CS が FPC の領域に接すると、CS より約 2 けた以上速い進展速度をもつ波 LW (Luminous Wave) が FPC 先端から針に向かって FPC 中を進展する。第 3 図では CS と DPC との境界が明瞭でないが、第 4 図 (a) (ii) の t_2 におけるこま撮り写真を見ると、CS が DPC に接したとき (*印のこま撮り写真を参照)、この CS が DPC に転換し、FDS 近傍に新たな CS を励起している。このことから、CS と DPC との放電は本質的 (気体温度、電子密度などの点で) に同じものと推定される。

DPC 先端が CS の励起点付近まで成長する (第 5 図 (a) (iii) の ** 付近の状態) と CS は現われなくなり、FPC の著しい成長と共に NG が DPC 方向へ成長を始め、FDS が破れて (Final Jump) 陰極点 CSP (Cathode Spot) が現われ ARC が形成される。

以上をまとめると第 5 図のようになる。すなわち、 $P_0=0\sim9\%$ では同図 (a) (i) のように CS が現われない過渡グロー相、 $P_0=10\sim100\%$ では同図 (a) (ii) のように CS を含む過渡グロー相となり、CS の発生ひん度は P_0 の増加と共に増大する。 $P_0=21\%$ では、既に調べられている空气中の放電過程と後に述べる CS の発生ひん度を含めてほとんど同じもの⁽¹³⁾ となり、空气中の放電過程が窒素と酸素の混合比によってほぼ決まっていることがわかる。

ところで、 $P_0=100\%$ の第 3 図 (a) (iii) を見ると、 $t=40\sim80\mu\text{s}$ の領域では明瞭な CS の発生は認められない。〈3・3〉節で述べるように、CS の開始付近の発生周波数が著しく高い領域に相当し、同図 (a) (i) の $P_0=5\%$ のときに CS の発生周期が長くなり CS が現われなくなったのとは原因が異なると考えられる。発光強度のうえでは、 $P_0=5\%$ のときは FPC の領域の発光が DPC の発光より弱いのにに対し、 $P_0=100\%$ の $t=40\sim80\mu\text{s}$ 付近では逆になっている。

(3) 電流 第 3 図 (b) の電流波形を図式的にまとめて示すと第 5 図 (b) のようになる。この図の時間軸は (a) 図のそれに対応している。FCS に対応

第 5 図 破壊過程とその電圧、電流波形

Fig. 5. Schematic diagrams showing breakdown processes and corresponding current and voltage wave-forms.

する電流波形は空气中のそれとほぼ同じで⁽¹⁴⁾、FCS の開始時に約 10 mA オーダの振幅をもつパルス I_{fcs} (first corona streamer) が現われ、FCS の速度の減少と共にほとんど零まで減衰する。FCS が平板に突入するとき電流は急に上昇するが、 P_0 が 10% 程度以下では第 5 図 (b) の破線のようにピークは現われず、その後電流は緩やかに上昇する。一方、 P_0 が高くなると同図の I_{iw} で示した顕著なピークが現われ、その後電流は一度小さい値に減衰した後、同図の点線のように再び上昇する。FCS が平板に突入したときの電流値は、 P_0 にほとんど関係なく 120~160 mA の範囲である。DLW からアークまでの電流波形には P_0 依存性があり、次のような特徴が認められる。

(i) 過渡グロー相の電流値は P_0 の値と共に減少する。初期の過渡グロー維持電流 I_e (第 5 図 (b) を参照) は、 P_0 が 0 から 100% まで増大すると 0.2 A から 0.025 A まで減少する。

(ii) CS が現われるときは、その CS に対応して必ず 1 個の電流リプルが現われる。

(iii) 電流上昇率はアーク発生直前 (FPC の final jump が起こる点) で急に大きくなり、この上昇率の変化する点に対応する電流値 I_{fj} は、 $P_0=21\%$ のとき約 1.5 A、 $P_0=100\%$ では約 0.2 A で P_0 の増加と共に減少する。

〈3・2〉 過渡グロー相の放電機構 ここでは、電流密度、発光形状、放電発光の窒素バンドスペクトルをもとに、過渡グロー相の放電機構を検討する。第4図のようなこま撮り写真から、各瞬間の放電電流値と負グローの発光半径 (マイクロホトメータで測定したフィルム透過度が、放電中央の 10% まで減衰した点を放電の境界とした) R_n の関係を求めると第6図ようになる。 R_n は P_0 をパラメータとして、それぞれ一つの曲線付近に分布し、どの P_0 の場合も過渡グロー相が形成された直後は電流のわずかな上昇によって R_n が急に増大する。その後、 R_n は電流に対してほぼ直線的に増大する。また、同一電流に対して、 P_0 が小さくなるほど R_n が大きくなる傾向がある。

第7図は、第6図と同様な方法で得た針先端から 1 cm 離れた点の陽光柱の発光半径 R_p と放電電流の関係である。電流が小さい領域では、DPC が針先付近にあるため R_p は大きく、電流が大きくなると測定点の放電は、DPC から FPC に転換するために次第に R_p が小さくなっている。DPC から FPC への転換は、第3図 (a) ならびに第4図 (a) から推定されるように時間的に急には起こらず、従って R_p も電流の増加と共に徐々に減少し、大気圧空気中のストリーマからリーダへの転換で起こるような急激な放電回路の収縮は起こらない。FPC に対応する第7図のはほぼ水平な部分の電流下限を調べると、その境界は明瞭ではないが、 P_0 が大きいほどその電流値が小さくなっていることから、 P_0 が大きいほど小さい放電電流値で FPC が開始されることがわかる。また、同一の放電電流に対して P_0 が大きいほど R_p は小さい。

いま、放電発光部の断面にほぼ一様に電流が流れているとして、第6図を用いて種々の P_0 に対する NG の電流密度 J_n を求めると第8図ようになる。図では、放電電流値を NG の断面積 (πR_n^2) で割って電流密度を求めた。NG と陰極とは非常に接近しているので、NG の断面積と陰極面上の電流が流れている部分の面積とが等しいと考えられ、第8図の値は直流グローでの陰極電流密度に対応する値となる。 $P_0=0\sim 21\%$ のときは、図から明かなように電流密度はほぼ一定で、NG の発光半径はその部分の電流密度を一定にするように変化している。この特性は、直流正規グローでの陰極面における電流密度の特性と類似して

第6図 電流成長に伴う負グローの発光半径の変化
Fig. 6. Radius of negative glow versus value of discharge current.

(針先端より 1 cm の位置の陽光柱)
第7図 電流成長に伴う陽光柱の発光半径の変化
Fig. 7. Radius of positive column versus value of discharge current.

第8図 放電電流と負グロー電流密度の関係
Fig. 8. Current density in negative glow versus value of discharge current.

いる。 P_0 が 50% になると、陰極面における電流密度一定の特性が現われず、電流密度も $P_0=0\sim 21\%$ のときより高いので、このときの放電には異常グローの傾向が現われていると考えられる。

第9図は、第7図より求めた針先端より 1 cm 離れ

第9図 放電電流と陽光柱の電流密度との関係

Fig.9. Current density in positive column versus value of discharge current.

た点での陽光柱の電流密度 J_P である。DPC に対応する領域では、電流密度の対数値は全電流と共に増大し、FPC 領域になるとその増加率に飽和の傾向が現われる。

第8図、第9図より、DPC、FPC、NGと直流グローにおける各種放電との対応関係を見るために、それぞれに対応する電流密度 J または正規換算電流密度 J/P^2 (P : 気体圧力) をまとめたのが第1表である。表から明らかなように、 J_N は直流正規グローの NG 部分の電流密度と値がほぼ同じで、前にも述べたように J_N を一定にしようとする特性もある。従って、本実験で得られた NG は、直流正規グローに相当する放電であると考えられる。DPC は電流密度の値が直流正規グローおよび異常グローの PC の領域にあり、電流密度が全電流値の増加と共に大きくなる傾向から、直流の異常グローに近い放電と考えられる。一方、FPC の電流密度は直流異常グローからアークの領域にあり、むしろアークに近い値である。

以上のことより、本研究における過渡グロー相は、次のような機構で放電が維持されていると考えられる。平板近くでは、直流の正規グローに相当する放電が現われ、DPC なる直流の異常グローに近い放電を通して針電極側に次々にアークに近い状態である FPC なる放電を形成していると考えられる。

ところで、空気中の直流放電の研究⁽¹⁶⁾によれば、グロー放電の陽光柱では、 N_2 1st Positive Band、 N_2 2nd Positive Band が強く現われ、一方、アークでは N_2^+ 1st Negative Band が強く現われることが知ら

第1表 直流放電とインパルス放電のグロー相における電流密度の比較

Table 1. Comparison of current density at each of discharge channel in glow phase for DC and Impulse discharge.

放電の名称		$J^*(A/cm^2)$	$J/P^2(A/cm^2 Torr^2)$
インパルス放電 (今回の測定値)	NG	$J_N = 0.03 \sim 0.25$ ($P_0 = 0 \sim 50\%$)	
	DPC	$J_P = 0.02 \sim 0.5$ ($P_0 = 0 \sim 50\%$)	
	FPC	$J_P = 1 \sim 20$ ($P_0 = 0 \sim 50\%$)	
直流放電 (これまで測定された値)	正規グロー NG	N_2^{**} , 空気 0.054 ~ 0.12	N_2 (P_t^{***}) $\sim 3.4 \times 10^{-4}$ 空気 (P_t) $\sim 5.5 \times 10^{-4}$ Cu $\sim 2.4 \times 10^{-4}$
	異常グロー NG	N_2^{**} 0.068 ~ 22.5	N_2 (?) $3 \times 10^{-4} \sim 10^{-1}$
	正規グロー PC	空気 ** ~ 0.03	空気 (?) $\sim 1.3 \times 10^{-4}$
	異常グロー PC	$\sim 0.072 \sim 7.2$	$3.2 \times 10^{-4} \sim 3.2 \times 10^{-2}$
	アーク	空気 2 ~ 100	

*: 電流密度 ** : J/P^2 から $P=15$ Torr として計算した値 ***: 陰極材料ただし、直流放電の実測値はすべて文献 (15) を参照した。

れている。上述の放電機構の推定が正しいとすると、DPC では N_2 Positive Band が、また FPC および ARC では N_2^+ 1st Negative Band が強くなると考えられるが、このことを分光器を用いて調べた⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。その結果が第10図で、いずれもギャップ中央の放電光を分光したものである。このときの放電は、 $0 \sim 80 \mu s$ が FCS-CS-DPC の領域、 $80 \sim 90 \mu s$ 間が FPC ~ ARC の領域である。図から明らかなように、CS ~ DPC 間では N_2 の Positive Band が強く、ARC 直前の FPC から ARC 領域では、 N_2 Positive Band に対して N_2^+ 1st Negative Band が相対的に強く現われており、分光結果からも上述の議論の正しいことが確かめられた。

〈3.3〉 カソードストリーマ 第3図からわかるように、CS は過渡グロー相中を比較的に規則正しく

λ : 帯頭の波長
 $\Delta\lambda$: 測定バンドのスペクトル幅

第10図 放電各相での N_2 のバンドスペクトルの相対強度 ($P_0=21\%$)

Fig. 10. Relative intensity of N_2 and N_2^+ band spectra for various discharge phases.

第 11 図 火花形成時間とカソードストリーマの発生回数との関係

Fig. 11. Flashover time versus the number of cathode streamers in the transient glow phase.

進展する波とも見ることができる。ところで、直流グロー放電の陽光柱には、いわゆる移動じま (striation) が存在する場合がある⁽¹³⁾が、CS と移動じまの特徴を比較すると次のような点で異なる。

(1) CS の進展速度は $10^5 \sim 10^6$ cm/s で、移動じまの $10^2 \sim 10^5$ cm/s より 2 けた以上速い。

(2) 移動じまには、陽極から陰極に向かういわゆる正の移動じまが存在するが、CS は正針および負針⁽⁹⁾の場合においても必ず陰極から陽極に向かう。

(3) 移動じまと CS の発生する気圧領域が異なり、CS の発生時の圧力は、移動じまのそれより 1 けた以上高い。

(4) 移動じまの発光部はギャップ長に依存して数多く現われるが、CS の発光部はギャップ中に一つしかなく、ギャップ長 25 cm の場合もやはり発光点の一つであることが報告されている⁽¹⁴⁾。

(5) 新たな CS は、前の CS が FPC または DPC と結合したときに開始されるが、移動じまにはそのような特性はない。

以下に、CS の進展特性を示す。

(a) 火花形成時間と CS の発生回数 前にも述べたように、本研究では 20~80% フラッシュオーバー電圧を印加した。この場合、破壊までの時間 T_f (ここでは火花形成時間と呼ぶ) は電圧印加の都度ばらついている。この T_f とその中に含まれる CS の発生回数 N_s の関係は第 11 図のようになる。 $P_{O_2}=0 \sim 9\%$ では CS は発生しないが、CS が現われる P_{O_2} の領域では、 P_{O_2} の値が定まると T_f と N_s は一つの曲線で示され、また CS が約 10 個以上発生すると、それ以上の N_s は T_f にほぼ比例する傾向を示す。このこと

は、CS の進展特性が P_{O_2} の値によって決まっていることを意味する。CS 発生開始付近での CS の発生状況は、第 3 図 (a)(iii) で $t=40 \mu s$ 付近での流し写真からわかるように発光が微弱なためはっきりしないが、 $t=40 \mu s$ 以前では流し速度を大きくして CS の存在を調べたが、CS は認められなかった。しかし、第 11 図の発生回数零付近 ($N_s \approx 0$) の各 P_{O_2} に対する曲線の傾き、CS の発生周波数から次のことが言える。

P_{O_2} が小さくなると CS の発生周波数が低下し、 $P_{O_2}=0 \sim 9\%$ では CS は発生しなくなる。一方、 P_{O_2} が大きくなると曲線の傾きは著しく増大し、 $P_{O_2}=100\%$ で垂直に近くなる。すなわち、 P_{O_2} が大きいとき CS の開始付近で CS が明瞭に現われないのは、CS の発生周波数が高くなり相互の CS が重なったと同じ効果によるもの、発光強度の減少によるものと考えられる。しかし、これは $P_{O_2}=100\%$ のとき、第 3 図 (a)(iii) での $40 \mu s$ 以前に CS が励起されないのとは異なる。

(b) CS の発生ひん度と進展速度 CS の進展特性を調べる目的で、第 11 図の各曲線の N_s の大きい領域の傾きを調べると第 12 図のようになる。すなわち、 P_{O_2} の増大と共に CS の発生ひん度 f_s は 20 kHz から 300 kHz まで上昇している。ところで、前述した CS の (5) 項の性質より、 f_s が高いことはその進展速度が大きいことを意味するが、 P_{O_2} の三つの場合について第 3 図 (a) と同様な流し写真から、陰極付近における CS の進展速度を求めると第 13 図のようになる。横軸は、発生した順に CS に付けた番号である。同図から、CS は破壊に近づくに従って進展速度が低下すること、および P_{O_2} の値が大きいほど進

第 12 図 酸素分圧とカソードストリーマの発生ひん度との関係

Fig. 12. The content of oxygen versus the mean frequency of cathode streamer

第 13 図 カソードストリーマの発生順番とその進展速度

Fig. 13. Order of appearance of cathode streamer and its propagating velocity for various oxygen contents at transitive glow phase.

展速度が高くなることがわかる。従って、 P_0 が小さく、また CS の発生順番が大きいほど放電電流が大きくなることから、CS の進展速度は放電電流が大きくなるほど遅くなる特性を持っている。一方、従来測定されている電離電圧波⁽²⁰⁾は、空間の電子密度が高いほどその進展速度が高い。従って、CS は従来の電離電圧波とは別の進展機構による発光波と考えられる。

これに対して、陽光柱内に励起される LW は、CS の進展速度に比べて 2 けた程度その進展速度が速い。このことは、LW が電離電圧波と同様な進展特性をもつことによるものと思われる。

4. まとめ

窒素、酸素混合気体の全圧力を 15 Torr 一定とし、ギャップの長さ 8 cm の針対平板電極配置に正極性インパルス電圧を印加したときの破壊現象について、放電発光過程と過渡グロー相の放電機構の検討を行なった。

その結果を要約すると以下ようになる。

(1) FCS から DWL までの先駆放電過程は、 P_0 の値に関係なく現われる。

(2) 陽光柱形成からアーク直前までの過渡グロー相は、 P_0 の値によって二つの放電形式が認められる。 P_0 の 9% 以下の場合 CS が励起されないが、 P_0 の 10% 以上では空気と同様に CS が励起される。

(3) 空気中の破壊過程は、 $P_0=21\%$ のときの N_2

- O_2 混合気体中のそれと同じである。

(4) P_0 の値に関係なく、過渡グロー相の陽光柱は電流成長と共に正針側の DPC から逐次 FPC へ転換する。この DPC は、直流グロー放電の正規グローと異常グローでの陽光柱に類似したものであるが、FPC はアークコラムに近い状態である。

(5) 過渡グロー相の陰極降下部の放電機構は、直流グロー放電の正規グローおよび異常グローのものとほぼ同一である。

(6) CS の発生ひん度は、 P_0 が 10% から 100% まで増加するに伴い約 20 kHz から 300 kHz まで上昇し、 P_0 の値に依存することがわかった。また、直流グロー放電での移動じまと CS は本質的に異なる。

最後に、実験装置の製作を担当された井上政実、奥住信之の両技官、ならびに実験に協力された本学大学院生 児玉 孝君に謝意を表す。

(昭和 54 年 1 月 8 日受付, 同 54 年 4 月 27 日再受付)

文 献

- (1) J. M. Meek & J. D. Craggs: *Electrical Breakdown of Gases* (1978) John Wiley & Sons, Ltd.
- (2) 赤崎: 「気中放電の最近の研究」, 応用物理 40, 1123 (昭 46)
- (3) G. Carrara & L. Thione: "Switching Surge Strength of Long Air Gaps" *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, PAS-95, 512 (1976)
- (4) I. Gallimberti: "A Computer Model for Streamer Propagation" *J. Phys. D, Appl. Phys.*, 5, 2179 (1972)
- (5) L. E. Kline & J. G. Siambis: "Computer Simulation of Electrical Breakdown in Gases, Avalanche and Streamer Formation", *Phys. Rev. A*, 5, 794 (1972)
- (6) I. Gallimberti: "Spectroscopic Investigation of Impulse Corona Discharges", *J. Phys. D, Appl. Phys.*, 7, 880 (1974)
- (7) T. Oshige: "Positive Streamer Spark Breakdown at Low Pressures in Air", *J. Appl. Phys.*, 38, 2528 (1967)
- (8) 原・賛田・大重: 「正極性インパルス電圧による低気圧空気の破壊現象」電学論 A, 94, 197 (昭 49-5)
- (9) 西嶋・藤田・原・赤崎: 「低気圧空気中のインパルス破壊における発光過程」放電研究会資料 ED-76-49 (昭 51)
- (10) 常安・赤崎: 「空气中針対平板ギャップの正極性インパルス絶縁破壊機構」, 電学論 A, 95, 497 (昭 50-12)
- (11) Les Renardières Group: "Positive Discharge in Long Air Gaps at Les Renardières", *Electra*, 53, 31 (1977)
- (12) 西嶋・原・赤崎: 「各種気体中の正極性インパルス破壊について (N_2 , Air, SF_6)」放電研究会資料 ED-77-39 (昭 52)
- (13) 西嶋・原・赤崎: 「 N_2/O_2 混合気体中のインパルス破壊でのカソードストリーマの放電特性」, 昭 53 電気学会九州支大 117
- (14) 原・飯盛・大重: 「低気圧空気中における正極性インパルス放電の先駆現象」, 電学論 A, 93, 261 (昭 48-6)
- (15) エンゲル: 改訂電離気体, 202 (昭 43) コロナ社
- (16) 山本: 「器壁のない陽光柱の理論 II」, 電学論文集, 3, 97 (昭 25-2)
- (17) 赤崎・西嶋・原: 「低気圧空気中での正極性インパルス放電のスペクトルについて」, 昭 53 電気学会全大 I, 67
- (18) 赤崎・児玉・西嶋・原: 「 N_2/O_2 混合気体中の正極性インパルス破壊におけるアークスペクトルについて」, 昭 53 電気学会九州支大 117
- (19) 電気学会: 改訂新版放電ハンドブック p. 124 (昭 49)
- (20) W. P. Winn: "Ionizing Space Charge Waves in Gases", *J. Appl. Phys.*, 38, 783 (1967)