真空絶縁破壊における破壊電界強度と面積効果

正 員 鶴 田 浩 一 (茨城大)

正 員 笈 川 俊 雄 (茨城大)

1. ま え が き

真空ギャップの絶縁破壊機構については、古くから研究されている。筆者らも既にギャップ長が1~2mm以下の平行平板小ギャップを対象として、前駆電流の測定⁽¹⁾および絶縁破壊のシミュレーション⁽²⁾を行ない、この範囲の破壊は陽極加熱説で説明できることを明らかにしてきた。一方、ギャップ長が1~2mm以上の範囲の破壊機構としては、従来からクランプ説⁽³⁾が有力とする報告が多い。

ところで、真空絶縁破壊の実験的研究における最も基本的なデータとして、ギャップ長 d 対破壊電圧 V_b 特性がある⁽⁴⁾。破壊機構と d - V_b 特性との関係がよく議論されており、小ギャップにおいて電界放出電流による破壊（陰極加熱説および陽極加熱説）が主張される理由の一つとして、平等電界ギャップで V_b が d に比例することがあげられる。また、 d がそれより大きい範囲でクランプ説が主張される最も重要な根拠は、 V_b が $d^{0.5}$ に比例する実験結果が得られている点にあるようである。

このように、 d - V_b 特性は破壊機構を検討するための重要なデータとなる。しかし、一般に電極の形状を一定にしてギャップ長を変えると、電界分布や破壊に実質的に有効な面積（以下、有効面積と呼ぶ）も同時に変化してしまう。実験的研究では、ギャップ長 d だけを変え他の条件は一定に保つということは不可能である。ところが別の実験的研究から、真空絶縁破壊は電界分布⁽⁵⁾⁻⁽⁷⁾ および電極の面積⁽⁸⁾⁽⁹⁾ に強く依存する現象であることがわかっている。従って、 d - V_b 特性

を評価するときは、 d と共に電界の分布および有効面積を同時にはあくし、それらのすべての因子の総合的な効果の結果として V_b をとらえる必要があると考えられる。しかし、従来のこの種の研究では単にギャップ長と破壊電圧の関係について論じたもの、あるいはギャップ長と破壊電界⁽⁶⁾⁽⁷⁾、電極面積と破壊電圧⁽⁸⁾⁽⁹⁾ について個別に検討したものが多い。ギャップ長、電界および面積の効果を総合的に検討した報告は見あたらないようである。

以上のような観点から、本研究では供試ギャップとして先端が半球の棒対平板ギャップを用い、実験により d - V_b 特性を求め、ギャップ長、電界および面積が破壊に及ぼす効果を総合的に検討した。棒対平板ギャップを用いた理由は、 d と共に電界分布が大きく変わり、かつ電界の数値計算が容易であるためである。また絶縁破壊機構としては、電界放出電流による破壊、またはクランプ説による破壊を前提として検討した。

2. 実験装置と実験方法

供試電極として、先端が半球の棒電極（2, 4, 8, 20 mmφ の4種類）と円板形平板電極を用いた。棒陽極対平板陰極（以下、正極性ギャップまたは単に正極性と呼ぶ）および棒陰極対平板陽極（以下、負極性ギャップまたは単に負極性と呼ぶ）の正、負両極性について、ギャップ長 d 対破壊電圧 V_b 特性を求めた。 d の範囲は最小が0.07mm、上限は真空容器の沿面放電で制限され最大15mmである。平板電極の直径と厚さは、棒電極の直径が20mmφのときだけ100mmφおよび15mmで、他の場合は40mmφおよび12mmである。角はいずれも半径5mmの曲面になっている。

第1図に棒電極が20mmφのときの電極配置を示す。電極材料としてはアルミニウム(Al)と18-8ステンレス鋼(St)の2種類を用いた。真空系および電源は

Breakdown Field Strength and Area Effect on Electrical Breakdown in Vacuum. By Koichi Tsuruta, Member & Toshio Oikawa, Member (Faculty of Engineering, Ibaraki University).
鶴田浩一：正員，茨城大学工学部電気工学科
笈川俊雄：正員，茨城大学工学部電気工学科

第1図 真空ギャップの電極配置

Fig. 1. Arrangement of electrodes of vacuum gap.

前報⁽¹⁾とはほぼ同じである。真空容器は内径152.4mmφ、高さ450mmのパイレックスガラス管で、上側電極がねじ機構によって真空を保ったまま上下する。気圧は油回転ポンプ、油拡散ポンプ、液体窒素トラップを用いて 10^{-6} Torr以下であった。

印加電圧は正極性(500×3,000)μsの開閉インパルスである。上側電極を高圧電極、下側電極を接地電極として、上下の棒、平板電極を入れ換えてギャップの極性を変えた。この場合、 d が大きくなると両極性間で電界分布に差を生じ、その影響が破壊電圧値に現われる可能性がある。この点を調べるため、一部のギャップを対象として、棒電極に印加する電圧を正、負に変えてギャップの極性を変える方法も行なってみた。しかし、両方法で求めた d - V_b 特性間には特に有意差は認められなかった。

電極表面は1000番エミリー紙で鏡面仕上げとし、容器内にセットした後、多数回のインパルス放電によってギャップ長を変えながらコンディショニングした。このとき、アーク電流による電極の損傷を抑制するため、放電電流は波高値で10A程度に抑えた。コンディショニング後の電極表面を肉眼で観察すると放電のこん跡が認められ、特に面積が小さい2,4mmφ棒電極では、先端の半球部全体にこん跡が分布している。また、電極の加熱などの脱ガスは特に行っていない。十分コンディショニングした後、30~60回の昇降法で各 d に対する V_b を決定した。このときも放電電流は d にかかわらず波高値で10A程度とした。 d - V_b 特性を求めた後、電極表面を顕微鏡で観察した結果、放電のこん跡の凹凸は最大で10μm程度であった。

3. 電界の形状係数と相対面積

棒電極を半無限長、平板電極を無限平面で近似し、ガラス容器の存在は無視して、電荷重畳法により棒お

よび平板電極表面上の電界を計算した。電界分布はギャップ長 d と棒電極の半径 r との比 d/r で決まる。また本研究では、放電のこん跡などの電極表面のミクロな凹凸、突起による電界の増強、すなわち電界増倍係数 $\beta^{(1)}$ については言及しない。その理由は、全実験を通して放電電流を10A程度に抑えているから、同一電極材料の場合ギャップ条件による β の変化は小さく、その効果は共通と考えられるためである。

第2図に $d/r=1$ のときの電極表面上の電界分布を示す。計算の精度は d/r によって少し異なるが、 $d/r=1$ のときで半球部の電位の最大誤差は約0.1%、電界方向の最大誤差はおおよそ1°である。棒および平板電極軸上電界をそれぞれ E_s 、 E_p とし、平均電界(電極間電圧/ギャップ長)を E_{var} として、電界の形状係数 α_s 、 α_p を次のように定義した。

$$\alpha_s = E_s / E_{var} \dots \dots \dots (1)$$

$$\alpha_p = E_p / E_{var} \dots \dots \dots (2)$$

α_s 、 α_p は d/r の関数となり第3図で示される。

また、 E_s の90, 80, 70, 60および50%以上の電界の強さを有する棒電極上の面積を、棒電極半球部の

第2図 棒対平板ギャップ電極表面上の電界分布

Fig. 2. Field distribution on electrode surface of rod-plane gap.

第3図 棒および平板電極上の電界の形状係数
Fig. 3. Shape factor of electric field on rod and plane electrodes as a function of d/r .

第4図 棒および平板電極表面上の相対面積

Fig. 4. Relative area on rod and plane electrodes surface as a function of d/r .

面積 $S=2\pi r^2$ に対する割合として求め、それぞれ相対面積 $R_{ss,90}, R_{ss,80}, R_{ss,70}, R_{ss,60}$ および $R_{ss,50}$ とした。同様に平板電極上についても、 E_s および E_p の 90, ..., 50% 以上の電界強度を有する範囲の面積と S との比を求め、それぞれ相対面積 $R_{ps,90}, \dots, R_{ps,50}$ および $R_{pp,90}, \dots, R_{pp,50}$ とした。

R_{ss}, R_{ps}, R_{pp} はいずれも d/r の関数となり、第4図で示される。同図から R_{ss} は d/r が小さい範囲ではほぼ d/r に比例し、 d/r が大きくなると半球部の面積に漸近あるいはそれを越えて飽和することがわかる。一方、 R_{pp} は全体としてほぼ d/r に比例して上昇し、 R_{ps} は d/r の上昇と共に極大値に達した後急速に低下する。

次に真空絶縁破壊に実際に寄与する電極上の範囲について考える。後に述べるように、電界放出電流による破壊あるいはクランプ説による破壊のいずれを考えたとしても、電界が重要な役割を果たしていることは明らかである。それゆえ、以下電界分布に着目して検討する。棒および平板電極上とも軸から離れるほど電界は低下するから、軸から離れるほど破壊に寄与する割合も小さくなると考えられる。しかし寄与する範囲の限界、すなわち有効面積は明確には定まらず、多数回放電させたときのほとんどすべて（例えば 95% 以上）の放電に寄与する範囲というような確率的な範囲として定義される。また、この電極配置では電界分布は d/r

の関数であるから、有効面積もまた d/r の関数になり、相対面積 R_{ss}, R_{ps} あるいは R_{pp} と対応すると考えることができる。有効面積に対応する相対面積として R_{ss}, R_{ps} および R_{pp} のいずれをとるべきかは次章の検討の中で明らかになる。

4. 実験結果と検討

〈4・1〉 極性効果と絶縁破壊機構

(1) アルミニウム電極 第5図に棒電極の直径が2mmおよび4mmのときの正、負両極性の $d-V_b$, $d-E_{sb}$, E_{pb} 特性を示す。ここで、 E_{sb} , E_{pb} は破壊時のそれぞれ棒および平板電極軸上電界であり、破壊電圧 V_b と電界の形状係数 α_s, α_p とから、(1), (2)式によって求められる。正極性ギャップと負極性ギャップとを比べると、負極性の方が V_b が低く極性効果が認められる。例えば、棒電極 2mmφ, $d=5$ mm のとき、正極性では $V_b=140$ kV, 負極性では $V_b=80$ kV であり、2倍弱の差がある。 d が小さい範囲で極性による V_b の差がないのは、平等電界に近づくためであり当然と言える。また、棒電極が太くなるほど V_b の差は小さくなることが確認された。

V_b に極性効果があり、陰極に電界が集中した場合の方が V_b が低いということは、陰極からの電界放出電流が放電開始の要因になっていることを示していると考えられる。しかし、正極性ギャップの場合は平板陰極破壊電界 E_{pb} は d が大きくなると共に急速に低下しており、 d が大きい範囲では電界放出電流による破壊は考えられない。この場合、破壊の要因として考えられるのは、負極性ギャップの棒陰極破壊電界 E_{sb} よりも大きく、ギャップ長によらずほぼ一定な絶対値を有する棒陽極破壊電界 E_{sp} で、破壊機構としてはクランプ説が有力と考えられる。

クランプ説では、クランプの離脱条件としての電極表面電界だけでなく、加速電圧としての電極間電圧も大きくなければならない⁽³⁾⁽⁴⁾。従って、 d が小さくなるとクランプ説による破壊の可能性は小さくなる。第5図からわかるように、陰極が平板の場合でも d が小さい範囲では、平板陰極破壊電界 E_{pb} は d が大きい範囲での負極性ギャップの棒陰極破壊電界 E_{sb} よりも大きい。この場合は電界放出電流が破壊の要因になっていると考えられる。

以上をまとめると、負極性ギャップでは d にかかわらず一定値以上の陰極破壊電界 E_{sb} を保っており、電界放出電流が破壊の要因になっていると考えられる。一方、正極性ギャップの場合は、 d/r が小さく平等電界に近い範囲では、やはり電界放出電流が破壊の

第 5 図 正、負両極性におけるギャップ長対破壊電圧、破壊電界特性(アルミニウム電極)

Fig. 5. Breakdown voltage and field as a function of gap spacing for both rod anode and rod cathode polarities (Aluminum electrode).

要因になっており、 d/r が大きくなるとクランプ説による破壊へ移行すると考えられる。しかし、棒電極が大きくなると正、負両極性間の E_{sb} の誤差は小さく、負極性の場合でも d が大きい範囲ではクランプ説による破壊も考えられる。

(2) ステンレス鋼電極 第 6 図に棒電極直径

が 2mm, 4mm および 8mm のときの St 電極の $d-V_b$, $d-E_{sb}$, E_{pb} 特性を示す。 $d-V_b$ 特性をみると、 d が大きくなるに従って負極性ギャップの方が V_b は低くなるが、棒電極の太さにかかわらず d が 1mm を越えると V_b の差は逆に小さくなる。 $d=3\text{mm}$ 付近では正、負両極性の V_b はほぼ一致してしまう。この特性は Al 電極とは異なるが、St 電極では安定して認められる。次に、これらの特性について詳しく検討する。

まず、棒電極 2mmφ の場合について考える。 $d=0.4\text{mm}$, $d/r=0.4$ 以下では正、負両極性の陰極破壊電界 E_{pb} , E_{sb} がほぼ一致しているとみなせること、および V_b が低いことから、極性にかかわらず電界放出電流による破壊が支配的と考えられる。この範囲を第 I 領域と呼ぶことにする。次に、 d が 0.4mm 以上になると正極性ギャップでは平板陰極破壊電界 E_{pb} は急速に低下しており、電界放出電流による破壊の可能性は低下する。この範囲の破壊機構としては Al 電極の場合と同様に、棒陽極破壊電界 E_{sb} と V_b を条件とするクランプ説が支配的と考えられる。また、負極性ギャップでは $d=1\text{mm}$ 付近まではなお電界放出電流が破壊を支配していると考えられる。しかし、 d が更に大きくなると V_b は急に上昇し、棒陰極破壊電界 E_{sb} も上昇する傾向を示す。比較のために、負極性ギャップの $d=1\text{mm}$ 以下における $d-V_b$, E_{sb} 特性を $d>1\text{mm}$ の範囲へ滑らかに延長すると、第 6 図(a)の破線のようになる。破線と実験結果の V_b , E_{sb} との差はかなり大きいことがわかる。

V_b , E_{sb} が特異な形で上昇する上記の現象は、破壊機構が変化するための結果と考えることによって説明できる。すなわち、 d が 1mm を越えると電界放出電流は次第に破壊に効果を発揮しなくなり、クランプ説による破壊に移行して行くことを示していると解釈できる。また、電界放出電流の効果がなくなる理由としては、 d が大きくなると共に陰極突起から放出された電子束の横方向の拡散が大きくなり、電子の衝突によって陽極表面に与えられるエネルギー密度が低下する⁽¹⁾ことが考えられる。本研究の実験の範囲内で、この現象が St 電極だけに現われる理由は現在のところ不明である。

$d=3\text{mm}$ 以上では極性効果はなくなっており、極性によらずクランプ説による破壊が支配的と考えられる。この範囲を第 III 領域とし、中間の領域を第 II 領域と呼ぶことにする。

棒電極の太さが変わっても特性には基本的な変化は

第6図 正、負両極性におけるギャップ長
対破壊電圧、破壊電界特性
(ステンレス鋼電極)

Fig. 6. Breakdown voltage and field as a function of gap spacing for both rod anode and rod cathode polarities (Stainless steel electrode).

ない。4mmφの場合、 $d=0.8\text{mm}$ 、 $d/r=0.4$ 付近が第Ⅰ領域と第Ⅱ領域の境界になっている。このように第Ⅰ、第Ⅱ領域の境界は d/r 、すなわち電界分布で決まる。また、第Ⅱ、第Ⅲ領域の境界は2mmφの場合と同様に $d=3\text{mm}$ 付近とみることができ、ギャップ長の絶対値で決まることがわかる。8mmφでは $d=1.6\text{mm}$ と3mmが境界になり、第Ⅱ領域はほとんどなくなってしまう。平等電界ギャップでは単に第Ⅰ領域と第Ⅲ領域に分かれることになる。

以上のようにSt電極の負極性ギャップでは、 d が1mmを越えると電界放出電流による破壊からクランプ説による破壊に移行して行くと考えられ、この点がAl電極と大きく異なる。

〈4・2〉 面積効果

(1) ギャップ長と破壊電界 まず、第5図に示されるAl電極の $d-E_{sb}$ 特性について考える。絶縁破壊機構という観点からみると、正極性ギャップと負極性ギャップとでは E_{sb} の役割は異なる。特に正極性の d/r が小さい範囲では、電界放出電流源としての平板陰極破壊電界 E_{pb} が重要と考えられる。しかし、この範囲での E_{sb} と E_{pb} との差は小さく、またこの範囲以外では極性にかかわらず、 E_{sb} が破壊を支配していると考えられるから、ここではマクロな立場から E_{sb} に着目する。

第5図から E_{sb} は d が大きくなると共に低下し、 d がある値以上になると極性によって差はあるが、そ

れぞれほぼ一定値に落ち着くことがわかる。この特性は、相対面積 R_{ss} に対応する棒電極上の実面積を破壊に関する有効面積と考えることにより面積効果として理解できる。すなわち、 d/r が小さい範囲では R_{ss} はほぼ d/r に比例して増加するため、 E_{sb} は d と共に低下する。しかし、 R_{ss} は d/r が大きくなると飽和するから、 E_{sb} も一定値に落ち着くという解釈ができる。

このようなマクロな考え方に立てば、絶縁破壊はギャップ長にかかわらず電極上の最大電界が臨界値に達したとき開始され、その臨界値は極性と有効面積によって変化するという見方ができる。また、この考え方に従えば、 E_{sb} が一定値に落ち着く d/r と R_{ss} が飽和する d/r とは一致するはずである。従って、 d/r - E_{sb} 特性の屈曲点から、有効面積に対応する R_{ss} は E_{sb} の何% の範囲になるかを推測できることになる。この点については後で更に検討する。

次に、第6図に示される St 電極の d - E_{sb} 特性について検討する。Al 電極に比べて E_{sb} の絶対値はかなり大きく、中間ギャップ領域での極性効果が大きい。また、棒電極の太さが変わっても d - E_{sb} 特性には基本的には変化はない。負極性ギャップの $d=1\text{mm}$ 以下では E_{sb} は d と共に低下しており、Al 電極と同様に面積効果が認められる。また、 $d=1\text{mm}$ 以上では既に述べたように、 E_{sb} はむしろ上昇する傾向を示す。正極性ギャップでは d - E_{sb} 特性は第I領域でやや上に凸の曲線になっている。しかし、本来この範囲では、電界放出電流源としての陰極破壊電界 E_{pb} と相対面積 R_{pp} が重要である。 E_{pb} は R_{pp} の増加に対応してほぼなだらかに下降しており、面積効果が認められる。続いて、クランプ説を破壊機構とする第II、第III領域では、 E_{sb} は d と共に低下し、その後一定値に落ち着く傾向を示しており、やはり面積効果として説明できる。

このように、St 電極では d - E_{sb} 特性はやや特異な形となるが、マクロにみれば E_{sb} の変動は小さい。Al 電極の場合と同様に、破壊は電極上の最大電界が臨界値に達したとき開始され、その臨界値は極性と有効面積により変化するとみることができる。

(2) 面積効果の定量化 第7図は Al 電極における正、負両極性における d - V_b 特性を、棒電極の太さをパラメータとして示したものである。極性にかかわらず d が小さくて平等電界に近い範囲では、太い電極ほど V_b は低く、 d が大きくなると電界の集中が著しい細い電極ほど V_b は低下する。真空絶縁破壊は、電極の面積と電界分布の双方に依存する現象であることがわ

第7図 棒電極の太さをパラメータとした正、負両極性におけるギャップ長対破壊電圧特性(アルミニウム電極)

Fig. 7. Breakdown voltage as a function of gap spacing in different diameters of rod electrode for both rod anode and rod cathode polarities (Aluminum electrode).

第8図 棒電極の太さをパラメータとした正、負両極性における d/r 対破壊電界特性(アルミニウム電極)

Fig. 8. Breakdown field as a function of d/r in different diameters of rod electrode for both rod anode and rod cathode polarities (Aluminum electrode).

第 9 図 棒電極の太さをパラメータとした正、負両極性における d/r 対破壊電界特性 (ステンレス鋼電極)

Fig. 9. Breakdown field as a function of d/r in different diameters of rod electrode for both rod anode and rod cathode polarities (Stainless steel electrode).

かる。また、極性によって面積効果と電界集中の効果の強さが異なることがわかる。

第 8 図と第 9 図は Al 電極と St 電極の正、負両極性の破壊電界 E_{sb} , E_{pb} を、棒電極の太さをパラメータとして、 d/r の関数として示したものである。一部は第 5 図および第 6 図のデータと共通である。真空絶縁破壊の特長としてかなりのばらつきはあるが、 $d/r-E_{sb}$ 特性はそれぞれ互いに平行な曲線とみることができる。 d/r が一定のとき電界分布は相似であり、同一の相対面積に対応する実面積には r^2 に比例する差がある。従って、各曲線間の E_{sb} の差は面積効果を示しているともみることができる。

ほぼ全ギャップ長にわたって、電界放出電流が破壊の要因になっていると考えられる負極性ギャップの E_{sb} に着目し、 $d/r=0.1$ および 0.5 における各曲線の E_{sb} を、各棒電極先端半球部の面積 S の関数として示したのが第 10 図である。面積効果を表わす関係式⁽²⁾を

$$E_{sb} = k_1 S^{m_1} \quad (3)$$

とすると、 $\ln S - \ln E_{sb}$ 特性の直線近似から m_1 が求まる。Al 電極および St 電極の双方とも、 $d/r=0.1$ と 0.5 における m_1 の値は等しく第 1 表のようになる。

第 10 図 棒電極半球部の面積と棒陰極破壊電界
Fig. 10. Rod cathode breakdown field as a function of hemisphere area on rod electrode.

第 1 表 $S-E_{sb}$ 特性から求めた m_1 の値
Table 1. Values of m_1 obtained from $S-E_{sb}$ characteristics.

	m_1 の 値
Al	-0.22
St	-0.29

第 2 表 $d/r-E_{sb}$ 特性から求めた m_2 の値
Table 2. Values of m_2 obtained from $d/r-E_{sb}$ characteristics.

	m_2 の 値
Al	-0.24
St	-0.28

既に述べたように、 d/r が小さい範囲の負極性ギャップの $d/r-E_{sb}$ 特性も面積効果を表わしている。このときは相対面積 R_{ss} に対応する実面積が有効面積になる。そこで

$$E_{sb} = k_2 R_{ss}^{m_2} \quad (4)$$

として E_{sb} と R_{ss} との関係を求める。まず、 d/r と R_{ss} との関係は第 4 図から求められる。

$$R_{ss} = k_3 (d/r)^{n_1} \quad (5)$$

とすると、 $0.05 < d/r < 0.5$ の範囲で $R_{ss,90}$ では $n_1 = 1.10$, $R_{ss,50}$ では $n_1 = 1.15$ となる。 $R_{ss,90}, \dots, R_{ss,50}$ 間の n_1 の差は小さく、互いに平行な直線になっている。平均をとって以下 $n_1 = 1.13$ と近似する。次に $d/r-E_{sb}$ 特性の傾きを第 8 図、第 9 図の両図に示した直線で代表すると、

$$E_{sb} = k_4 (d/r)^{n_2} \quad (6)$$

の n_2 が求まる。Al 電極では $n_2 = -0.27$, St 電極では $n_2 = -0.32$ となる。(5), (6) 式から d/r を消去すると、(4) 式の m_2 が求まる。求めた m_2 を第 2 表に示す。 m_1 と m_2 はほぼ一致していることがわかる。

m_1 は、電界分布が相似という条件のもとで棒陰極の太さを変え、実面積を変えたときの値である。一方 m_2 は、棒陰極の太さが一定という条件のもとで d/r

を変え、相対面積 R_{ss} およびそれに対応する実面積を変えたときの値である。両者がほぼ一致しているということは、本研究における面積効果に対する考え方が妥当であることを裏づけている。

一方、正極性ギャップでは d/r の変化に伴って破壊機構も変化して行くから、 $d/r-E_{ss}$ 特性から(4)式の m_2 を求めることはできない。しかし、 d/r が十分大きくなれば Al, St 電極ともクランプ説による破壊が支配的になるから、この範囲の $S-E_{ss}$ 特性からクランプ説における面積効果をはあくすることができる。この場合の実験データは少なくなるが、第8図、第9図の正極性 $d/r=1$ のときの E_{ss} から(3)式の m_1 を求めると、Al 電極では $m_1=-0.21$ 、St 電極では $m_1=-0.32$ となり、それぞれ第1表の m_1 に近い値が得られる。本実験の範囲では、破壊機構が異なっても m_1 の値はそれほど変化しないと言える。

面積効果を定量的に示す報告として、Hackam 氏ら⁽⁹⁾は St 電極についての複数の文献のデータを整理している。(3)式の m_1 に相当する値を Hackam 氏らのグラフから読み取ると、 -0.19 から -0.25 の範囲内にあり、筆者らの値の方が少し大きくなっている。

ところで、〈4・2〉節(1)項で、 $d/r-E_{ss}$ 特性の屈曲点から、棒電極上の有効面積に対応する R_{ss} を推定できることを述べた。しかし、実際の $d/r-E_{ss}$ 特性にはかなりのばらつきがあるから、この屈曲点を確定することは容易ではない。負極性ギャップに着目し $d/r=1.5$ 付近を屈曲点とみなすと、第4図から $d/r=1.5$ 付近で飽和する R_{ss} としては R_{ss70} または R_{ss80} があげられる。従って、棒電極上の有効面積は、軸上電界 E_s の70~80% 以上の電界強度を有する範囲と定めることができる。

以上のように、棒電極の太さをパラメータとした $d/r-E_{ss}$ 特性から、面積効果を定量的に表わす(3)、(4)式の指数 m_1, m_2 および棒電極上の有効面積を具体的に定めることができた。

5. む す び

正、負両極性の棒対平板真空ギャップを対象とし、棒電極の太さをパラメータとして、ギャップ長とインパルス破壊電圧との関係を実験的に求めた。電極材料としてはアルミニウムとステンレス鋼の2種類を用いた。また電界計算によって、ギャップの電界の形状係数および電極表面上の相対面積を定義した。実験結果をギャップ長および d/r 対破壊電界特性として整理し、ギャップ長、電界分布および有効面積が絶縁破壊に及ぼす効果を総合的に検討した。このとき破壊機構

としては、電界放出電流による破壊またはクランプ説による破壊を前提として考えた。電極材料による上記特性および破壊機構の相違についても検討した。

本研究から得られた結果は次のように要約される。

(1) 真空絶縁破壊機構は陰、陽極間の相対的な電界分布、ギャップ長および電極材料に依存して定まる。

(2) 負極性ギャップの場合、Al 電極ではギャップ長の広い範囲で電界放出電流が破壊の要因になっている。しかし、St 電極ではギャップ長が大きくなると電界放出電流による破壊からクランプ説による破壊に移行する。

(3) 棒対平板ギャップは、電極上の最大電界が臨界値に達したとき絶縁破壊するとみることができる。また、電界の臨界値は極性と有効面積によって変化する。

(4) Al 電極および St 電極における絶縁破壊強度の面積効果を定量的にはあくすることができた。

終りに、この研究に有益な御討論をいただいた本学電気工学科 藤井寛一助教授、菅谷政宏氏、並びに電気学会放電研究会、同放電セミナーの皆様にご感謝いたします。また、本研究の実験に協力していただいた本学電気工学科卒業生 中島昌俊〔現、慶応大学大学院〕、木内秀俊〔現、(株)明電舎〕の両君にご感謝いたします。

(昭和54年11月26日受付、同55年4月18日再受付)

文 献

- (1) 鶴田・笈川：「前駆電流測定による真空インパルス放電の検討」, 電学論 A, 98, 135 (昭 55-3)
- (2) 鶴田：「陰極加熱説および陽極加熱説による真空放電開始のシミュレーション」, 電学論 A, 100, 505 (昭 55-9)
- (3) L. Cranberg: "The initiation of electrical breakdown in Vacuum", *J. Appl. Phys.*, 23, 518 (1952)
- (4) D. Alpert, D. A. Lee, E. M. Lyman & H. E. Tomaschke: "Initiation of electrical breakdown in ultrahigh Vacuum", *J. Vac. Sci. & Technol.*, 1, 35 (1964)
- (5) A. Zeibig: "Der Hochvakuumdurchbruch bei hoher Gleichspannung", *Elektrotech. (Z.ETZ-A)*, 87, 8, 249 (1966)
- (6) K. Takamisawa: "The mechanism of the electrical breakdown in vacuum", *Proc. 5th Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, p. 151 (1972)
- (7) M. R. Nandagopal: "Impulse voltage breakdown characteristics of Point-Plane gaps at low Pressures", *IEEE Trans. Elect. Insulations*, EI-11, 69 (1976)
- (8) M. Rabinowitz & E. E. Donaldson: "Electrical breakdown in vacuum: New experimental observations", *J. Appl. Phys.*, 36, 1314 (1965)
- (9) R. Hackam & S. K. Salman: "Effects of electrode curvature, distance from glass insulator, and addition of hydrogen on field-emission currents and breakdown voltage in vacuum", *J. Appl. Phys.*, 45, 4384 (1974)