

球状導体粒子の存在する気中ギャップの 絶縁破壊現象 (II)

—破壊電圧推定法ならびに推定値と実験値の比較—

(昭和49年10月1日 原稿受理)

電気工学教室	原	雅	則
電気工学教室	小	田	和弘
電気工学教室	峯	周	二
電気工学教室	大	重	力

Electrical Breakdown Initiated by a Spherical Conducting Particle in Gaseous Gaps (II)

—A Method for Prediction of Breakdown Voltages and
Comparison of Predicted and Experimental Values—

by Masanori HARA
Kazuhiro ODA
Shuji MINE
and Tsuyoshi OSHIGE

Recently, along with an increasing demand of electric power, construction of high voltage substation and transmission line applied high-pressure gas system has increased. One of the most important problem in the design of the gas-insulated equipment is the effect of conducting particles on electrical breakdown voltage. Many discharge characteristics of gaps with various particles have already been measured, but an analytical discussion about these phenomena is relatively little.

In this paper, a method for prediction of breakdown voltage of non-uniform field gaps is proposed when a spherical conducting particle is placed in air and SF₆ gap. The corona starting and breakdown voltage are measured and compared with the predicted values also.

The results can be summarized as follows.

(1) When the free particle is placed in uniform gap, the experimental values of the external field for self-sustaining discharge are in reasonable agreement with the proposed values in the previous paper (I).

(2) It is supposed from the extrapolation of the breakdown voltage curve for the parallel plane that the effect of the particle on breakdown voltage is eliminated in the region less than the following particle radius r_c .

$$r_c = \frac{2.742 \sim 7.625}{E_s}, \quad (E_s = 31 P, P: \text{atm in air}) \quad (\text{mm})$$

$$r_c = \frac{1.252 \sim 3.477}{E_s}, \quad (E_s = 89 P, P: \text{atm in SF}_6) \quad (\text{mm})$$

(3) When the particle is present in non-uniform field gaps, the breakdown mechanisms can be classified into five classes (essentially four classes) with regard to the particle movement and the occurring position of breakdown. Each breakdown voltage for five mechanisms has a different pressure-dependency respectively.

(4) In this paper, a new method for prediction of breakdown voltage when a spherical conducting particle is placed in non-uniform field gaps is proposed on the basis of the lifting condition of a particle and the results of (1). The experimental results for $G \approx 1 \text{ cm}$ can be explained well by the method, and the method is also useful to the prediction of breakdown voltage in long gaps.

1. ま え が き

前報の (I)¹⁾ では、平等電界ギャップ中に球状導体粒子がある場合の破壊について、主に解析的検討を行なった。本論文では、不平等電界を含めた空気または SF₆ ガスのギャップ中に球状導体粒子が存在する場合の破壊電圧の推定法を示すとともに、これによって得られた結果と実験結果の比較、ならびに破壊機構について、二、三の検討を行なった。

ここで示した破壊電圧の推定法によれば、粒子の運動に関連して破壊機構は 5 つに分類でき、推定結果は実験値とよく合うと同時に従来、部分的に測定されている大形実験装置による破壊電圧の実験値をも説明できる。

2. 平等電界ギャップの破壊

前報 (I)¹⁾ によれば、球状導体粒子が存在する平行平板ギャップの放電開始を与える外部電界近似式は、空気の場合

$$E = 7.38 P \left(1 + \frac{0.952 \sim 1.587}{\sqrt{Pr}} \right) \quad [\text{kV/cm}] \quad (1)$$

ただし、 P : 気圧 [atm], r : 粒子半径 [mm]
SF₆ の場合

$$E = 21.19 P \left(1 + \frac{0.379 \sim 0.632}{\sqrt{Pr}} \right) \quad [\text{kV/cm}] \quad (2)$$

で与えられる。ところで、粒子のないギャップの破壊電界は、 $G=1 \text{ cm}$ (G : ギャップの長さ) の空気中では²⁾

$$E_s \approx 31 P \quad (3)$$

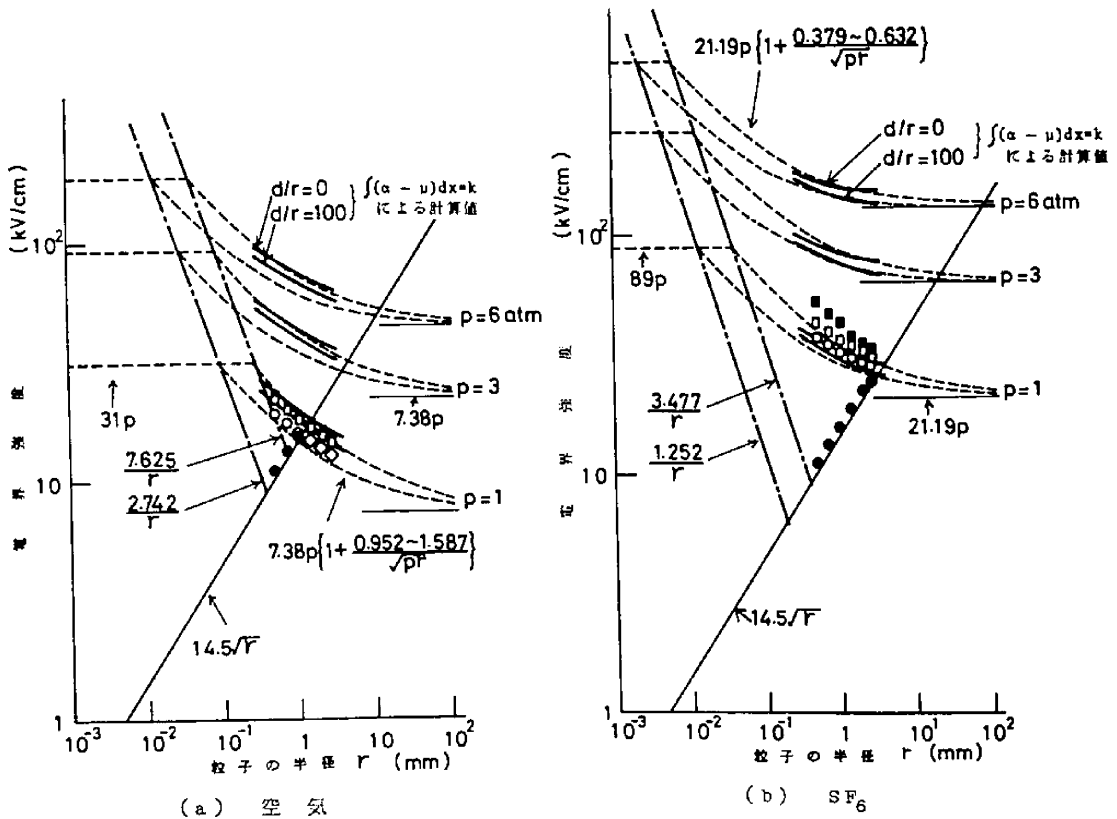
SF₆ 中では³⁾

$$E_s \approx 89 P \quad (4)$$

で与えられる。したがって、

$$E > E_s \quad (5)$$

の領域では、もはや粒子の放電開始ないし破壊電圧に対する影響はないことになる。(1), (2) と (3), (4) 式より、 P を消去して粒子が放電に影響する限界の半径 r_c を求めると、空気の場合は



● 粒子浮上電界, ○ 自由粒子のとき破壊電界, ◇ 固定又は静止粒子のときのコロナ開始電界,
□ 固定又は静止粒子のときの正破壊電界, ■ 同負破壊電界
図一 1 平等電界ギャップ中に球状導体粒子があるときの放電開始と破壊電界の実験値と放電開始電界の計算値ならびに粒子が破壊電圧に影響する限界の大きさ

$$r_c = \frac{2.742 \sim 7.625}{E_s}, \quad (E_s = 31P) \quad [\text{mm}] \quad (6)$$

SF₆ の場合

$$r_c = \frac{1.252 \sim 3.477}{E_s}, \quad (E_s = 89P) \quad [\text{mm}] \quad (7)$$

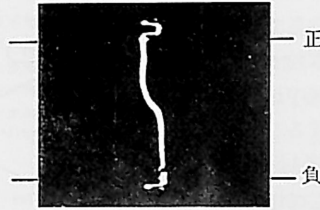
となる。1 atm の場合、この値は空気中では、88.5~245.9 μm, SF₆ 中では、14.0~39.0 μm となり、同じ気圧では SF₆ の方が空気の場合より小さい粒子まで影響がある。SF₆ の場合の値は、Bortnik らが得た電極上に細線を設けたとき、線が破壊電圧に影響しなくなる限界の太さ³⁾ とほぼ等しい。

第1図は、1気圧の空気と SF₆ 中で、G=2.1~2.43 cm ギャップ、r=0.5~2.5 mm の鋼球粒子を用いて求めたコロナ開始または破壊電圧の実測値と(1)~(7)式を示した図である。

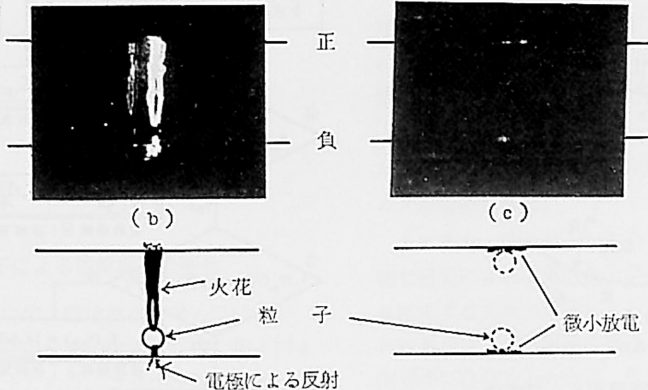
空気中の場合(第1図(a))、r>1 mm では粒子浮上前にコロナ放電と破壊が起こり、r≤1 mm では粒子浮上後に破壊が生じる。また、r≤1 mm の領域における

自由粒子の場合の破壊電界は、粒子を電極上に拘束したときのコロナ開始電界よりわずかに(約2%)低いことが認められた。また、第2図(a)の静止写真から明らかのように、自由粒子が負平板近傍に存在するとき破壊が生ずることが多く、粒子がギャップ中央付近にあるときに破壊が起こるのはまれである。コロナ開始ならびに自由運動粒子のあるギャップの破壊電圧に対する極性効果は少ないが、粒子を電極上に拘束するか大きい粒子が電極上に接触している場合の破壊電圧は、粒子が負電極上(上側の電極に電圧を印加したので、この極性を特性の極性としたため第1図ではこの場合を正破壊電界としている)にあるときの方が正電極上にあるときより破壊電圧がわずかに低くなった(第1図(a)では、プロットが重なるために示していない)。

SF₆ の場合(第1図(b))、破壊電界が高いので、r=2.5 mm の鋼球粒子の場合でも粒子浮上後に破壊している。また、拘束粒子の場合の破壊電界に対する極性効果が空気の場合より大きくなっているが、その他の放電特



(a) P=1 atm, r=0.75mm,
G=2.75cm, E=16.1kV/cm
空気中



(b) 図の説明図
P=1 atm, r=2mm,
G=2.1cm, E=37.6kV/cm
SF₆

(c) 図の説明図
P=1 atm, r=2mm,
G=2.1cm, E=29.0kV/cm
SF₆

図-2 火花の静止写真

性の傾向は空気の場合とほぼ同様である。第2図(b)は、SF₆中の自由運動粒子によって破壊したときの静止写真であるが、この場合も粒子が負電極近傍にあるときに破壊が生ずることが多い。また、同図(c)は、SF₆中に大きな自由粒子を置いたときの破壊前に粒子と電極間で生じた微小放電の静止写真である。

実験値と電離指数を用いて求めた計算値を比較すると、自由粒子の破壊電界は $d/r=0$ の場合の計算値より実験値の方が低くなっており、わずかではあるが固定粒子の場合のコロナ開始電界よりも低い。これは、前報(1)¹⁾の第4.2.節で述べた微小放電の効果によるものと思われる。放電開始電界の実験値とともに(1)、(2)式に含まれており、この式が粒子のあるギャップの放電開始電界の推定に使えることがわかる。

3. 不平等電界ギャップの破壊

3.1. 放電開始電圧の推定法

不平等電界ギャップには、針対針、球対球のように電界に谷のある場合と、同心球、同軸円筒ならびに針対平板のように電界が、ギャップ内で単調に変化して谷の出来ない場合がある。ここで考えているような粒子のあるギャップの放電が特に問題になるのは管路気中送電においてであるから、後者の場合について考察することにする。(以下に述べることは、前報(1)¹⁾の第4図に示したように、粒子に働く力が粒子の位置に関して単調に変化し、ギャップ中央付近の粒子は、粒子が最初電極に接触していたときに受けた力の約1.2倍の力を受けるので、電界の谷の深さが約16%以下の前者の電界分布を持つギャップにも適用できる)

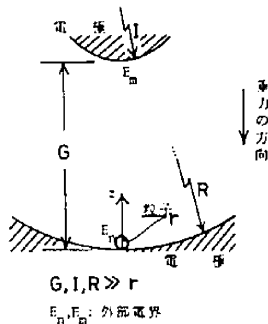


図-3 不平等電界ギャップ中の球状導体粒子

第3図に示すように、高電界を作る電極の曲率半径を I 、粒子の半径を r 、ギャップ長を G 、高電界側の電極表面の外部電界を E_m 、低電界側の外部電界を E_n とす

る。また、電界と重力の方向は一致し、粒子は最初低電界側電極上にあるものとする。ギャップ形状が決まれば、 E_m 、 E_n はギャップの寸法と印加電圧 V の関数になるから、逆に E_m または E_n が与えられるとそれに対応する V が求まるのは明らかである。ところで、ギャップ中に鋼球粒子が置かれている場合を考えると、粒子が浮上するためには、前報(1)¹⁾の(8)式より

$$E = 14.5\sqrt{r} \quad [\text{kV/cm}] \quad (8)$$

ただし、 r : 粒子半径 [mm]

の外部電界が必要である。一方、粒子表面で自続放電が生ずるためには、(1)、(2)式で示される外部電界が必要であり、電極上で破壊するためには(1)、(2)式の約4.2倍の電界が必要である。このことを考慮して、ギャップ中での放電開始電圧を推定するためのフローチャートを示すと第4図のようになる。同図のstep①は、粒子が浮上すると E_n によって粒子表面で放電が開始するのとどちらが早いかの判断、step②は、step①で浮上するのが早いと判断されたとき、粒子が浮上するとき

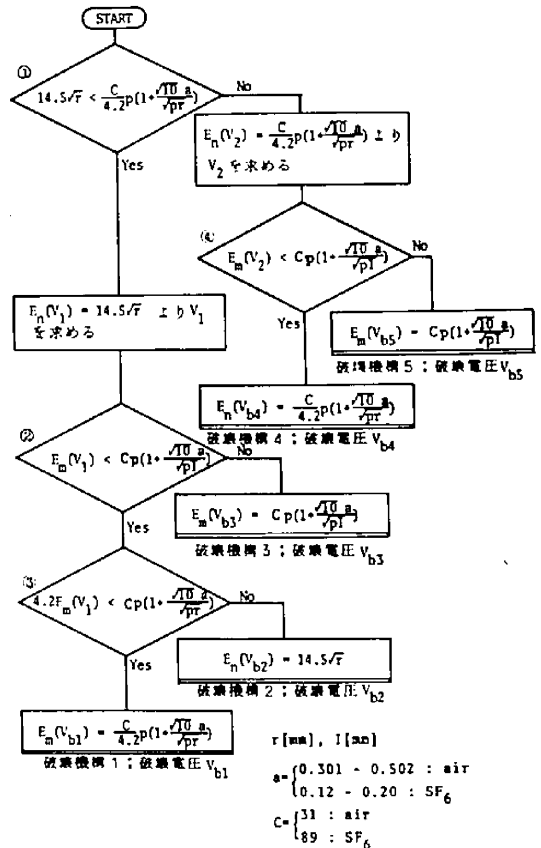
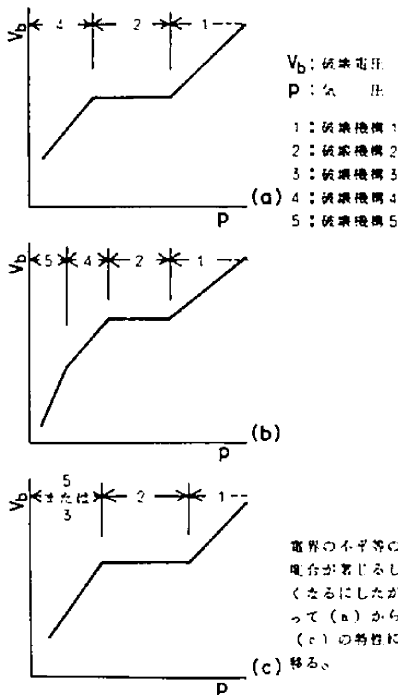


図-4 放電開始電圧推定のためのフローチャート

の印加電圧で E_m によって電極表面で放電が生ずるか否かの判断, step③ は, step② で E_m の電極上で放電が開始し得ないとき, もしそこに粒子があれば放電が生ずるか否かの判断である。step④ は, step① で粒子が浮上するより先に粒子表面で E_m によって放電が開始されると判断されたとき, その電圧で粒子のない E_m の電極表面で放電が生ずるか否かの判断である。このようにして求めた破壊機構は5つに分類される(本質的には, 破壊機構3と破壊機構5は同じ状態で放電が開始されるので4つである)。

実際のギャップでは, これらの機構がすべて生ずるのでなく, ギャップの形状・寸法と粒子の大きさなどの放電条件と気圧の変化に伴って第5図のように変化する。平等電界ギャップでは, 同図(a)の機構2がないものになる。



図一五 気圧による放電機構の変化

第4図, 第5図において, 破壊機構と呼んでいるが, もし, 破壊がコロナを経由せずに生ずるなら, 第4図より求まる電圧は破壊電圧であり, コロナを経由するときにはコロナ開始電圧となる。

3.2. 実験装置

電源は, 150 kV トランス出力電圧を半波整流した直流で, 電源の出力電圧の限界とギャップの破壊電圧ならびにギャップ中で電界がゆるやかに変化(解析の条件に

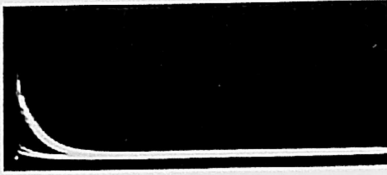
なっている)することなどを考慮して, ギャップは内球半径1 cm, 外球半径 2.12 cm の同心球電極を, 有効長 80 cm, 直径 50 cm の 10 気圧まで昇圧できるタンクに納めて実験した。粒子は, $r=0.5, 0.75$ mm の鋼球を用い, 印加電圧は放電開始まで 0.3 kV/sec で上昇した。また, タンク内の高压端子接続は, 曲率半径 1 cm 以上のパイプを用いているので, ギャップ以外でのコロナ放電はなく, 接地端子はタンクと絶縁して, それぞれ独立に接地しているので, 電極部以外でコロナ放電が生じてもタンクがガードするのでノイズの混入はない。電流は, 4 k Ω の高周波抵抗で検出し, SS-212 シンクロで観測した。SF₆ の実験ではテストタンクを 1 mmHg 以下に排気した後, SF₆ を注入した。

3.3. コロナ開始電圧

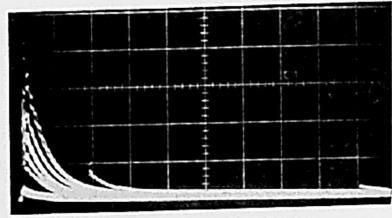
自続放電の開始を調べるために, まず電流波形の観測を行なった。第6図はその結果で, 粒子の運動が始まると同図(a), (c)のように振幅の比がほぼ E_m/E_n であるような2種類の電流パルスが現われ, この電流振幅は第7図のように, ガスの種類や気圧にはあまり影響されず, 印加電圧によって決まり, 電圧を次第に上昇すると, この振幅は, ほぼ直線的に上昇する。また, このパルスは交互に, ほぼ周期的に1個づつ現われる。印加電圧をさらに上昇し, ある値になると第6図(a), (c)とは振幅, 波形, 出現周期の異なる(b), (d)のようなランダムに集団的に出現するパルスが開始される。ここでは, このランダムに集団的に出現するパルスが開始されるときに電圧をコロナ開始電圧と定義した。同図(a)~(d)は, 空気中の場合であるが, SF₆ 中でコロナが開始すると同図(e), (f)のようになる。なお, (a), (c)の電流パルスの振幅は, 粒子の運動に伴う電流(vQ/d , v : 粒子の速度)よりはるかに大きく, 微小放電による電流と考えられるが, 実験的には確かめていない。

また, 図には示していないが, SF₆ の場合, コロナパルス電流の波尾に電源とは逆極性の小さな振幅の電流パルスが観測された。

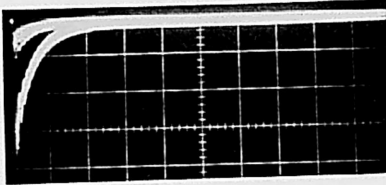
ところで, 浮遊粒子からのコロナ放電機構に関する詳細な研究によれば¹⁾, 粒子がギャップ中央付近にあるときに生ずるコロナ放電による電流パルスは粒子両端に現われるコロナ放電電流の重畳したものとなり, 粒子が電極近傍に存在するときは, 片方のコロナパルスが顕著でもう一方に現われるコロナ電流は, ほとんど認められなくなる。今回の実験によれば, 第6図の(b), (d), (e), (f)からも明らかな様に電流パルスは2つのコロナパルスの重畳されたものではない。このことと, コロナ電流パルスが第6図の(a), (c)の電流パルスの現わ



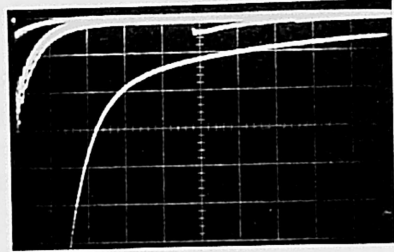
(a) 空気, 正, $P = \text{atm}$,
 $V = 44.2 \text{ kV}$, $1 \mu\text{s/div}$,
 $125 \mu\text{A/div}$



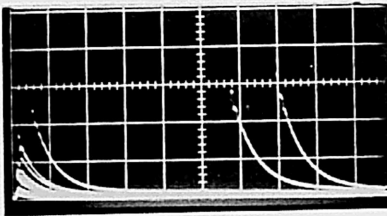
(b) 空気, 正, $P = 7 \text{ atm}$,
 $V = 45.8 \text{ kV}$, $1 \mu\text{s/div}$,
 $125 \mu\text{A/div}$



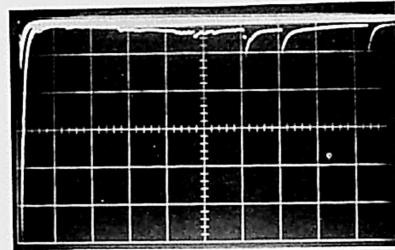
(c) 空気, 負, $P = 9 \text{ atm}$,
 $V = 38.0 \text{ kV}$, $1 \mu\text{s/div}$,
 $50 \mu\text{A/div}$



(d) 空気, 負, $P = 9 \text{ atm}$,
 $V = 57.0 \text{ kV}$, $1 \mu\text{s/div}$,
 $125 \mu\text{A/div}$



(e) SF_6 , 正, $P = 2.5 \text{ atm}$,
 $V = 43.7 \text{ kV}$, $1 \mu\text{s/div}$,
 $500 \mu\text{A/div}$



(f) SF_6 , 負, $P = 2.5 \text{ atm}$,
 $V = 45.0 \text{ kV}$, $5 \mu\text{s/div}$,
 $50 \mu\text{A/div}$

図-6 電 流 パ ル ス

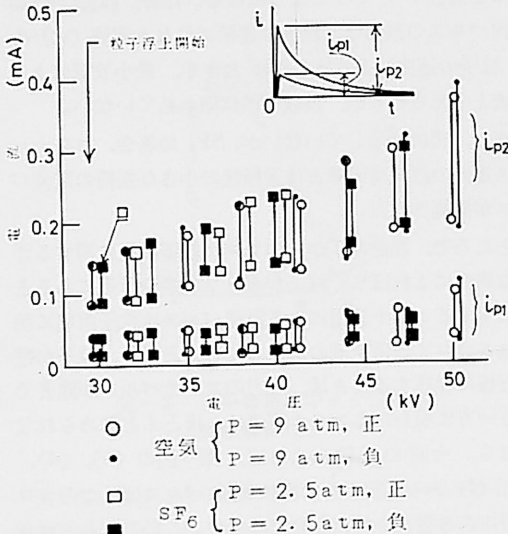


図-7 電流パルスの振幅

れる時刻付近に集中する事実(図には示されていない)から、球状粒子が存在する場合のコロナ放電は粒子が電極に接するか、電極近傍に存在するとき顕著になると言える。この結果は第2図に示した粒子が電極近傍にあるときに破壊が生じやすい事実とも一致する。

3.4. 破壊電圧

第8図は、コロナ開始と破壊電圧の実測値の平均値とそのばらつきを示す図である。図には第4図より求めた計算値も示してある。実験結果は第5図(c)の破壊過程を示しており、実験値と計算値はかなり良い一致を示している。破壊機構2では、開始電圧のばらつきは2%以下で極めて小さく、電極系をわずかに振動させると破壊電圧が約15%低下した。これは、粒子を何らかの方法でわずかに浮上させると、前報¹⁾第4図からわかるように外部電界が静止電極の場合の約83%でも、粒子が相手電極まで到達するためであり、粒子が浮上して相手

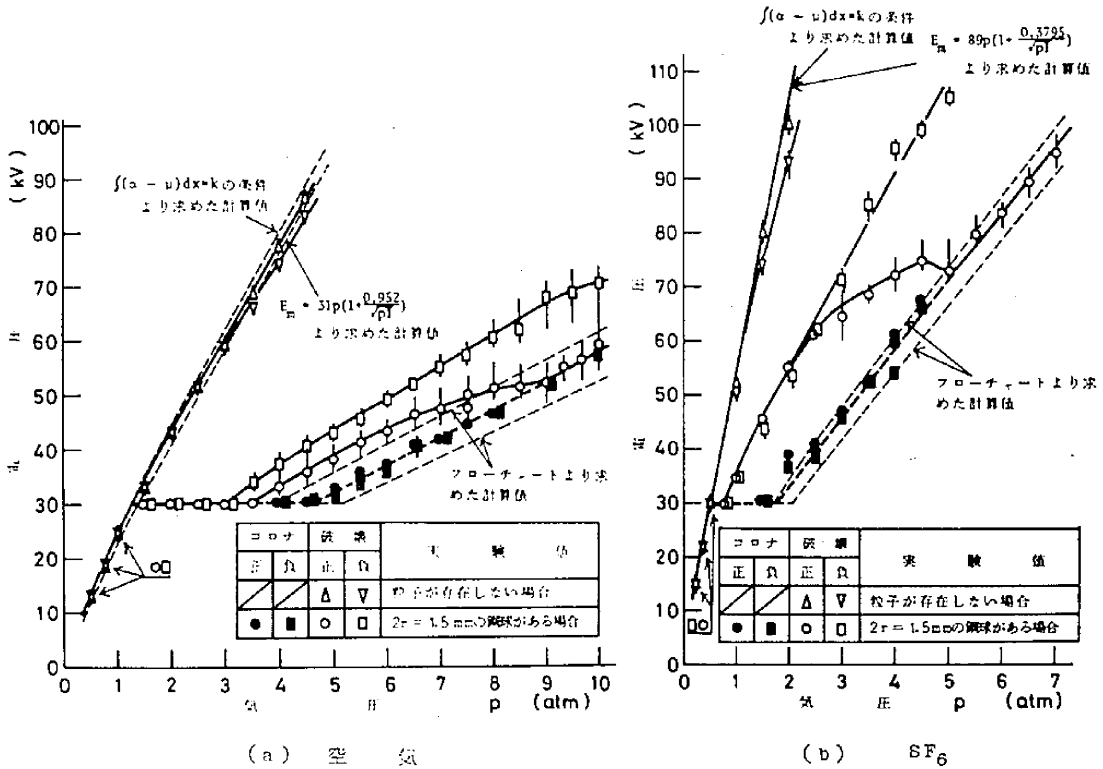


図-8 同心球ギャップならびに球状導体粒子のある同心球ギャップの放電開始電圧の計算値と実験値および破壊電圧の実験値

電極に達すると放電開始に対して過電圧になるために開始電圧のばらつきが小さくなっていると考えられる。

第8図によると、負極性では常にコロナを経由して破壊しているが、正極性の空気では 3.5~9 atm で、SF₆では 0.75~5 atm のみでコロナを経由し、SF₆の ≈4.5 atm で破壊電圧にわずかな極大値が認められる。また、第8図の自由粒子のあるギャップの特性は、粒子のない針対平板ギャップの特性に似ている。

第4図の方法で Bortnik の行なった実験装置 (r=0.8 mm の鋼球, 7.6 cm OD 内円筒, 25 cm ID 外円筒の同軸円筒ギャップ) による破壊電圧を求めると 507~564 kV となり、彼の実験値=580 kV²⁾ よりやや低い値になっている。破壊機構も第4図による推定と一致するので、第4図が実用の送電線の破壊電圧推定にも利用できると思われる。

また、ギャップ中に粒子が存在しない場合は、コロナを経由せずに破壊し $\int(\alpha - \nu)dx = k$ (ただし、 α : 電子の衝突電離係数, ν : 電子の付着係数, k : 定数(=15)) より得られた値よりもやや低い。

実験では、第5図(c)の過程のみが現われているが、

表-1 各種放電条件下での破壊過程 (空気)

R (cm)	I (cm)	r (mm)	図4で定義した放電機構	E_m/E_n
25	10	1	5→3→2→1	6.25
25	20	1	4→2→1	1.56
50	5	1	5→3	100
50	5	5	5→3	100
50	5	10	5→3	100
50	10	1	5→3	25
50	10	5	5→3	25
50	10	10	5→3	25
50	20	1	5→3→2→1	6.25
50	20	5	5→3→2→1	6.25
50	20	10	5→3→2→1	6.25
50	28	1	5→2→1	3.19
50	28	5	5→4→2→1	3.19
50	28	10	5→4→2→1	3.19
50	30	1	5→4→2→1	2.78
50	30	5	4→2→1	2.78
50	30	10	4→2→1	2.78
50	35	1	5→4→2→1	2.04
50	35	5	4→2→1	2.04
50	35	10	4→2→1	2.04
100	40	10	5→3→2→1	6.25
100	50	10	5→2→1	4
100	56	5	5→4→2→1	3.18
100	56	10	5→4→2→1	3.18
100	80	10	5→4→2→1	1.56

*P=0.5~10 atm, 矢印は気圧の上昇に伴う変化を示す

その他の過程の現われる実験条件の例を空気中の同心球電極について示すと第1表ようになる。この表によれば、外部電界の不平等の程度 (E_m/E_n) が大きくなるにしたがって、第5図の (a) から (c) の特性に移って行くことがわかる。SF₆ についても同様なことが言える。

以上の粒子があるギャップの放電開始電圧の推定は、ある符号に帯電した粒子が、それと異符号の極性の電極に接近したときに生ずるであろう微小放電の効果は無視している。それにもかかわらず実験値と計算値がよく一致するのは、第2図 (c) のような微小放電が著者らの場合には、ギャップの完全破壊をひき起こすに十分なエネルギーを有していないためであろう。

4. む す び

粒子の運動開始の条件と従来の放電理論から出発した粒子のある場合の放電開始条件から、ギャップ中で球状導体粒子が自由に運動できるときの放電開始電圧を求めるフローチャートを示し、これより求めた放電開始電圧と実験結果を比較して、粒子のあるギャップの直流破壊電圧推定法を検討した。その結果を要約すると次のようになる。

(1) 平等電界ギャップに自由粒子がある場合の自続放電開始外部電界の実験値は、前報(I)¹⁾ で提案した式とほぼ一致する。

(2) 球状導体粒子が破壊に影響する限界の大きさ r_c は、空気中では

$$r_c = \frac{2.742 \sim 7.625}{E_s}, \quad (E_s = 31P) \quad [\text{mm}]$$

SF₆ 中では

$$r_c = \frac{1.252 \sim 3.477}{E_s}, \quad (E_s = 89P) \quad [\text{mm}]$$

と推定される。

(3) 粒子のあるギャップの破壊機構は、粒子の運動と破壊の生じる位置に関して5つ(本質的には4つ)に分類でき、そのときの破壊電圧は気圧 P に関して、それぞれ異なる依存関係を持つ。

(4) 粒子の浮上条件と(1)の結果を考慮して、本論文で提案した不平等電界ギャップ中に球状導体粒子がある場合の放電開始電圧推定法は $G=1\text{cm}$ の実験結果をよく説明でき、かつ、長ギャップの破壊電圧の推定にも有用である。

(5) 従来、主に定性的に論じられていた粒子のあるギャップの放電特性を、本論文では球状導体粒子の場合のみであるが、解析的に説明できた。

最後に有意義なご討論をいただいた九州大学工学部赤崎正則教授に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 原・神田・大重：九州工業大学研究報告(工学編), 30, 27 (昭和50年).
- 2) Meek J. M. and Craggs J. D.: *Electrical Breakdown of Gases*, 293, Oxford (1953).
- 3) Bortnik I. M. and Cook C. M.: *Soviet Phys.-Tech. Phys.*, 17, 1850 (1973).
- 4) 赤崎・原：電学誌, 90, 1611 (昭和45年).