正極性雷インパルスに対するSF₆不平等 ギャップの破壊電界評価モデル

正員 花井 正 広 (株式会社 東芝)
 正員 戸田 克 敏 (株式会社 東芝)
 正員 寺西 常 治 (株式会社 東芝)
 正員 池田 正 己 (株式会社 東芝)
 正員 毛 受 新 一 (株式会社 東芝)

Estimation Model of Leader Breakdown Field Strength in SF₆ Inhomogeneous Gaps Under Positive Lightning Impulse Voltage

Masahiro Hanai, Member, Katsutoshi Toda, Member, Tsuneharu Teranishi, Member,
 Masami Ikeda, Member, Shin-ichi Menju, Member
 (Toshiba Corporation)

This paper deals with leader breakdown characteristics of SF₆ inhomogeneous gaps under positive lightning impulse voltages. The high voltage electrode is a thin aluminum sheet whose thickness is 100μm, the grounded electrode is a plane electrode, and gap length is 50 mm. To control the electric field at edges of the sheet electrode, we used the electric shields that are four types.

It is found out that breakdown voltages can be estimated by a supposition of space charge which acts like the electrodes around the edges of the sheet electrode. We named this space charge "Imaginary Electrode". When the electric field of Imaginary Electrode surface reaches the critical field, a leader breakdown occurs. With the present experimental electrodes, electric shields don't affect the radius of Imaginary Electrode, but gas pressure affects the radius of Imaginary Electrode, which is 0.25 mm at 0.5 MPa, 0.5 mm at 0.3 MPa, and 3.0 mm at 0.1 MPa. This gas pressure dependency of the radius of Imaginary Electrode is influenced by the structure of inhomogeneous electrodes.

キーワード: SF₆ガス、空間電荷、雷インパルス電圧、不平等電極、静電シールド

1. まえがき

準平等な電極配置ではSF₆ガスは非常に高い絶縁破壊特性を示すため、電力用機器に広く用いられている。このSF₆ガスは破壊機構が電界依存型⁽¹⁾であるため、機器の一部でも電界が高い部分が存在すると、その部分が発端となり機器全体の絶縁破壊に発展する可能性がある。このため、SF₆ガスを用いた高電圧の電力機器はほとんどの場合、準平等な電界領域で用いられている。たとえば、ボルトのようなエッジ部分が多く存在する部品を使用しなければならない場合、静電シールドを取り付けて覆い隠したり、ボルトのエッジ部分を丸めるなどの対策をして使用することが多い。エッジ部分に曲率を持たせて電界緩和をおこなう場合、不平等の電極の先端の曲率が数mm程度以上の領域では、破壊機構はある程度明らか⁽¹⁾にされている。そのため、必要な絶縁特性を得るための対策は立てやすい。

一方、電極が厚さの薄いシート状であるような不平等電極構成である場合には、エッジ部分は簡単には丸めること

ができない上に、静電シールドで完全には覆い隠せないことがある。この場合は、期待される絶縁特性を得るために、エッジ部分の電界を静電シールドでどれだけ緩和する必要があるかを評価しなければならない。しかし、エッジ先端の鋭角部分の電界は計算上の特異点となり電界計算ができない⁽²⁾ため、電界緩和効果の評価が困難であった。

本報告では、薄いシート電極対平板の電極構成の絶縁特性を定量的に評価するために、静電シールド電極を用いて、シート電極先端の電界を変化させ、正極性雷インパルス電圧に対する絶縁特性を求めた。インパルス電圧が印加されて、絶縁破壊が発生する前に発生する部分放電によってシート電極先端に形成される空間電荷を仮想的に電極として取扱い⁽³⁾、その仮想的な電極表面の電界がSF₆ガスの臨界電界に達した時に絶縁破壊が発生すると仮定して、空間電荷の半径をパラメータとして破壊電界の評価を試みた。その結果、仮想的な電極の半径が圧力依存性を持つと考えられることで、不平等電極構成の絶縁特性をある程度説明できることがわかった。

3. 試験結果

図4にシールド電極形状をパラメータにした平均破壊電圧のガス圧力依存性を示す。静電シールドA, B, Cの3種類の静電シールドを用いた場合には、Alシート電極と接地電極間で破壊が発生していた。一方、静電シールドDを用いた場合は、破壊は圧力によらず静電シールドと接地電極間で発生していた。破壊電圧のばらつき（最大値および最小値と平均値の差）は全ての実験条件で、平均破壊電圧の15%以下であった。静電シールドとAlシート電極のどちらから破壊する場合も、放電痕は一点に集中することなくばらばらに分散していた。

静電シールドA, Bでの破壊電圧の圧力特性は、

$$V_{BDV} = K_1 \cdot P^{0.31} \quad (\text{kV}) \quad \dots (3-1)$$

(K_1 は定数)となり、静電シールドによるAlシート電極先端の電界緩和効果が小さい場合は、圧力が高くなっても余り破壊電圧は上昇しない。

一方、静電シールドC, Dのように、静電シールドによるAlシート電極先端の電界緩和効果が大きい場合には、

$$V_{BDV} = K_1 \cdot P^{0.73} \quad (\text{kV}) \quad \dots (3-2)$$

と、静電シールドの電界緩和効果が小さい場合に比べ、大きな圧力依存性を持つ。

4. 検討

〈4・1〉 仮想電極

実験をおこなった電極形状で破壊電界を評価しようとしても、Alシート電極の端部の先端は計算上の特異点となるため電界計算ができない⁽²⁾。

しかし、針対平板の電極形状では、雷インパルス電圧印加時に、電圧印加の初期段階で針電極の先端よりコロナ放電が生じて、針先端部分に空間電荷を形成する。この空間電荷により電界が緩和されて破壊電圧が上昇する⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾と考えると、破壊電圧を以下の方法で評価する。図5に示すようにAlシートのエッジ部分に、ある半径の空間電荷が形成され、この空間電荷があたかも高圧電極の一部として振る舞うと考える。この高圧電極として考える空間電荷の領域を「仮想電極」と呼ぶことにする。静電シールドの違いがあっても同じ半径の仮想電極（空間電荷）を考えると、不平等電極での絶縁破壊特性を説明できれば、Alシート電極に限らずシャープエッジのため電界計算ができない電極形状の絶縁破壊電圧の予想や、静電シールドによる電界緩和効果を評価できる可能性がある。

〈4・2〉 仮想電極による破壊電圧の電界評価

不平等電極構成で電極先端の半径が小さい場合、SF₆ガス空間の高電界となる領域が小さいため、電子がなだれが発生してもすぐに低電界の領域に入り、なだれは進展できない。そして、このなだれによる空間電荷が仮想電極となり、その表面はSF₆ガスの臨界電界となるはずである。この空間電荷による仮想電極部分はプラズマ状態で非常に抵抗が低いと考えられるため、この部分での電位降下は考えないこととする。

図4. 平均破壊電圧とガス圧力の関係

Fig.4. Relations between average breakdown voltage and gas pressure

図5. Alシート電極端部部分の仮想電極の模式図

Fig.5. Schematic diagram of Imaginary Electrode at edges of Al sheet electrodes

Alシートのエッジ部分に、ある半径の仮想電極を仮定し、図6に示すように実験形状での同軸3次元場で電界計算をおこなった。そして、仮想電極の半径と電界の関係を求め、0.5 MPaにおける実験結果を電界評価したものが図7(a)である。静電シールドA, B, C共に仮想電極半径がR 0.25 mmと仮定したときに、0.5 MPaのSF₆ガスの臨界破壊電界である43.9 kV/mmにほぼ一致する。静電シールドDの場合には、破壊はAlシート電極から発生せず、静電シールドから発生している。このため、Alシート電極から破壊する場合のシートエッジの仮想電極表面の電界は、図中にプロットされた電界より高くなることが予想され、43.9 kV/mmに近い値になると思われる。これにより、0.5 MPaの圧力では

図6. 電界計算例 (静電シールドD, 仮想電極半径:1.5mm)
Fig.6. Example of calculated electric field
(Electric Shield D, Imaginary Electrode Radius:1.5mm)

半径 R 0.25mm の仮想電極を考えれば、仮想電極表面の破壊電界が SF₆ ガスの臨界電界に一致すると考えられる。

同様な方法で、図7(b)に示すように 0.3 MPa での仮想電極の半径を求めると約 R 0.5mm となる。

0.1 MPa では図7(c)に示すように半径 R 3mm の仮想電極を考えた場合、静電シールドA, Bでは 0.1 MPa の SF₆ ガスの臨界破壊電界の 8.8 kV/mm とほぼ一致する。静電シールドCでは約 8 kV/mm と臨界破壊電界よりもやや低い電界で破壊している。この場合は、Alシート電極と静電シールドの距離が 3.9mm であるため、仮想電極の半径が 3mm 程度まで大きくなると、仮想電極を構成する空間電荷の分布が静電シールドに影響される可能性がある。このため、仮想電極の断面形状が円形から歪み、半径が等価的に小さくなり、約 2mm の半径を仮定した状態に近づくためと考えられる。

以上のことから、ガスの圧力が一定であれば仮想電極の半径はほぼ一定と考えることができる。そして、仮想電極の半径 R と SF₆ ガス圧力 P との関係は、図8に示すように次式が成り立つ。

$$R = 0.086 \cdot P^{-1.54} \quad (\text{mm}) \quad \dots (4-1)$$

(ここで、P は SF₆ ガス圧力 (MPa))

このように静電シールドの形状によらず仮想電極の半径が同じ圧力依存性を持つと考えることで、図4に示すような静電シールドの違いによる破壊電圧の圧力依存性の変化が説明できる。

〈4・3〉 仮想電極半径と圧力の関係

Niemeyer氏は針対平板の電極形状における急峻な立上がりを持つ電圧パルスに対するリーダ破壊機構を説明する上で、ストリーマ先端の空間電荷半径 R と圧力 P の関係を次式のように仮定⁽⁴⁾している。

$$R \pm C \pm P^{-1.0} \quad \dots (4-2)$$

(ここで、R[±] は正または負の空間電荷半径、P はガス圧力、C[±] は正または負の比例定数)

この仮定は中性粒子の拡散を考慮して Einstein の式⁽⁶⁾から導

(a) 0.5MPa

(b) 0.3MPa

(c) 0.1MPa

図7. 仮想電極半径と破壊電界の関係
Fig.7. Relations between Imaginary Electrode radius and electric field of breakdown

図8. ガス圧力と仮想電極半径の関係
Fig.8. Relations between gas pressure
and Imaginary Electrode radius

かれている。しかし、Wiegart氏の検討⁽⁵⁾によれば同じ電極構成の試験結果で空間電荷半径Rは

$$R = B_2 \cdot P^{-1.1} \quad \dots (4-3)$$

(ここで、 B_2 は定数)の方が実験結果と良く一致しており、(4-2)式は必ずしも普遍的なものでは無いことを示している。

先に述べたように不平等電極の周りでガスの臨界電界以上の部分に空間電荷が分布し、仮想電極になると考えられるため、

$$0 = \alpha - \eta = \frac{E}{P} - \left(\frac{E}{P} \right)_{\text{Crit}} \quad \dots (4-4)$$

(ここで、 α は電離係数、 η は付着係数、 E は電界 ($(E/P)_{\text{Crit}}$ はSF₆ガスの臨界電界(定数))の式が仮想電極表面で成り立つはずである。この(4-4)式の電界 E と仮想電極の半径 R の関係がわかれば、仮想電極の半径 R は圧力 P で表される。

まず、Niemeyer氏が実験をおこなった電極形状⁽⁴⁾(ギャップ長37mm、針電極の先端の半径0.5mmの針対平板電極)で検討をおこなう。針の先端の仮想電極半径 R と電界の関係を計算し、プロットしたものが図9である。この図より電界は R が0.5 mmから10 mmの範囲において、

$$E = A_1 \cdot R^{-0.86} \quad \dots (4-5)$$

(ここで、 A_1 は定数)の関係にあることがわかる。ある電圧が電極に加わった場合、臨界電界以上になった半径 R の部分まで仮想電極ができるとすると、(4-4)式と(4-5)式から次の式が導かれる。

$$R = B_1 \cdot P^{-1.16} \quad \dots (4-6)$$

(ここで、 $B_1 = [A_1 / (E/P)_{\text{Crit}}]^{-1.16}$)この式は、(4-3)式とほぼ同じになる。

今回おこなった静電シールド電極Aの電極形状において、

図9. 仮想電極半径と仮想電極表面の電界の関係
(棒対平板電極⁽⁴⁾)

Fig.9. Relations between Imaginary Electrode radius and electric field of Imaginary Electrode surface (Rod-plane gap⁽⁴⁾)

図10. 仮想電極半径と仮想電極表面の電界の関係
(シート電極対平板電極)

Fig.10. Relations between Imaginary Electrode radius and electric field of Imaginary Electrode surface (Sheet-plane gap)

仮想電極半径 R と仮想電極表面の電界 E との関係を示したものが図10である。この図において、仮想電極半径 R が0.25mmから6mmの範囲で

$$E = A_2 \cdot R^{-0.44} \quad \dots (4-7)$$

(ここで、 A_2 は定数)が成り立つことがわかる。針対平板電極の場合と同様にして、仮想電極の半径 R は、(4-4)式と(4-7)式から次の式が導かれる。

$$R = B_3 \cdot P^{-2.27} \quad \dots (4-8)$$

(ここで、 $B_3 = [A_2 / (E/P)_{\text{Crit}}]^{-2.27}$)

(4-8)式は実測値(4-1)式と比べて指数が異なり、実測値の方が理論式より圧力依存性が小さい。この原因として、Alシート電極の端部部分の仮想電極が、シートのエッジ部分に一樣なリング状にならなかったためと考えられる。たとえば、リング状の仮想電極の一部にくびれができる等のばらつきが発生するなどの仮想電極が3次元的な広がりを持つようになると、針対平板の電極の特性に近づくはずである。この場合、仮想電極表面の電界Eと半径Rとの関係が(4-5)式と(4-7)式の間の特性になり、

$$E = A_3 \cdot R^{-0.65} \quad \dots (4-9)$$

(ここで、 $A_3 = 0.203 \cdot (E/P)_{\text{crit}}$) の関係になっていると考えれば、(4-1)式になることが説明できる。

今回試験を行ったシート対平板電極構成では、仮想電極表面の電界は不平等電極であるシート電極の形状に大きく依存しているが、電極形状によっては接地電極形状にも影響されると考えられる。

以上のように、雷インパルス電圧印加時に電界計算できないエッジ部分にSF₆ガス圧力に応じた半径の仮想電極を考え、仮想電極の表面の電界がSF₆ガスの臨界電界になった場合に破壊が発生するという考え方のモデルを用いることで、シート電極のような不平等な電極の電界緩和をするには、どのような静電シールドを取り付ければ必要十分であるか簡易的に評価できると期待できる。

5. まとめ

先端が極端な不平等形状を持つ厚さ100μmのAlシート電極を、静電シールドで先端の電界緩和をおこない雷インパルス電圧破壊特性を求めた。そして、その電界評価方法を検討した。その結果、以下のことがわかった。

- (1) 静電シールドでAlシート電極の電界を緩和すると破壊電圧は上昇する。
- (2) Alシート電極の先端に形成された空間電荷があたかも電極として振るまう仮想電極を考え、仮想電極の表面の電界がSF₆ガスの臨界電界になった場合に破壊が発生すると考えることで、今回用いた不平等電極の絶縁特性が評価できる。
- (3) この仮想電極の半径は、ガス圧力の-1.54乗に比例し、0.1MPaでは約3mm、0.3MPaでは約0.5mm、0.5MPaでは約0.25mmになる。
- (4) 仮想電極の半径の圧力依存性は、不平等電極の先端部分のガス空間部分の電界分布に依存し、不平等電極および接地電極の形状の違いにより変化する。
- (5) この考え方をを用いて、針対平板電極構成での仮想電極半径のガス圧力依存性も説明できる。

(平成7年3月10日受付、平成7年11月8日再受付)

文献

- (1) T.Nitta and Y.Shibuya : "Electrical Breakdown of Long Gaps in Sulfur Hexa-fluoride", IEEE Summer Meeting 70 TP 582 PWR(1970)
- (2) 大久保・池田・本多:「表面電荷法による電界計算とその応用」、電気学会 絶縁材料・高電圧研究会 EIM-80-36, HV-80-8 (1980)

- (3) P.A.Chatterton : "A Model for the Breakdown of SF₆ in the Presence of Positive Impulse Corona", the 3rd ISH, 31.07, (1979)
- (4) L.Niemeyer, L.Ullrich and N.Wiegart: "The Mechanism of Leader Breakdown in Electronegative Gases", IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.EI-24, No.2 (1989)
- (5) N.Wiegart : "A Semi-Emprical Leader Inception Model for SF₆, Proc. 8th Int. Conf. Gas Discharges", Oxford pp.227-230 (1985)
- (6) 放電ハンドブック 改訂新版 電気学会編集発行 オーム社 p52~p63 (1989)

花井 正広

(正員) 1959年 3月 7日生まれ。83年 3月名古屋大学大学院電気工学修士課程修了。同年 4月(株)東芝入社。主としてガス絶縁変圧器、EHD凝縮器等の高電圧技術開発に従事。92年より2年間大容量ガス絶縁変圧器の開発設計に従事。

戸田 克敏

(正員) 1956年12月 1日生まれ。81年 3月東京大学大学院電気工学修士課程修了。同年 4月(株)東芝入社。主として電力用変圧器、ガス絶縁変圧器の開発に従事。

寺西 常治

(正員) 1946年 2月10日生まれ。73年 3月名古屋大学大学院電気工学博士課程修了。同年4月(株)東芝入社。主として変圧器絶縁技術に関する研究に従事。工学博士。IEEE会員。

池田 正己

(正員) 1943年 9月14日生まれ。63年3月神奈川県立神奈川工業高校電気学科卒業。同年(株)東芝入社。鶴見工場及び重電技術研究所において、油入絶縁及び高電圧技術を担当。82年10月同社浜川崎工場変圧器部に転籍し、ガス絶縁変圧器の開発設計に従事。電気学会論文賞・進歩賞受賞。工学博士。

毛受 新一

(正員) 1938年 1月 1日生まれ。61年 3月名古屋大学電気学科卒業。同年 4月(株)東芝入社。同社重電技術研究所において高電圧絶縁の研究に従事。78年より浜川崎工場においてガス絶縁開閉装置の開発研究に従事。84年より変電機器の技術開発に従事。84年電気学会進歩賞。IEEE会員。工学博士。