SF₆ ガス中トリプルジャンクションに起因する 沿面放電の部分放電発生機構

正員 吉村 学 (三菱電機)
正員 羽馬洋之 (三菱電機)
正員 井波 潔 (三菱電機)
正員 藤井治久 (三菱電機)

Mechanism of Partial Discharge Inception in Surface Flashovers Initiated from Triple Junction in SF₆
Manabu Yoshimura, Member, Hiroyuki Hama, Member
Kiyoshi Inami, Member, Haruhisa Fujii, Member (Mitsubishi Electric Corp.)

The authors deal with an initial stage of partial discharge inception phenomena at the triple junction formed in GIS. Partial discharge inception voltage (V_c) was measured by optical method during the application of positive lightning impulse voltage as parameters of the surface condition of electrode, and SF₆ gas pressure. As a result, the followings were obtained. (1) V_c is not affected by the surface condition of the electrode. It seems that initial electrons are supplied from negative ion, SF₆⁻, in the space charges formed by electron avalanche due to high field strength near the triple junction. (2) Covering the electrode with dielectric film is effective to the relaxation of the electric field near the triple junction. Therefore V_c for the dielectric coated electrode is higher than that for the bare electrode.

キーワード：SF₆ ガス、沿面放電、雷インパルス、トリプルジャンクション、部分放電

1. まえがき

ガス絶縁開閉装置 (GIS : Gas Insulated Switchgear) には、高電圧導体電極を絶縁支持するために、円錐形や円板形、柱状形などの固体絶縁物 (絶縁スペーサ) が使用される。これら絶縁スペーサの形状と電極の配置構成によっては、SF₆ ガス中で固体絶縁物が金属電極と接触する三重接点 (トリプルジャンクション) で、局所的な電界集中により沿面放電が発生する可能性がある^[1]。従って、GIS の一層のコンパクト化と高信頼度化を達成するためには、トリプルジャンクションに起因する絶縁スペーサの沿面放電特性を十分に把握することが重要な課題となっている。

現在までの報告では、ストリーマ理論に基づく最低電圧の推定^[2]や、Paschen 則による部分放電開始電圧の推定^[3]などが行われている。しかしながら、部分放電から沿面破壊に至る一連の放電過程は十分に解明されていない。

筆者らは、トリプルジャンクションに起因する絶縁物沿面放電過程を把握するため、ストリーマ条件から求められる理論的な部分放電開始電圧と沿面破壊電圧との比較^[4]や光学的手法による沿面放電過程の観測^[5,6]などを行ってきた。光学的観測の結果から、一連の放電過程が、ストリーマコロナの発生 (第1段階)、ストリーマのリーダへの転移 (第2段階)、および、リーダの間欠的な沿面進展 (第

3段階)に分けられることを明らかにした^[5-10]。これら第2,3段階の現象が、雷インパルス電圧の波頭で起こる場合を対象に、印加電圧波頭峻度や電圧極性の影響を考慮した物理モデルを提案し、各段階の現象を実験式として表した^[7-10]。また、これらの実験式を用いて同軸円筒電極系で用いられるスペーサのストリーマ発生電圧の特性を明確にして、その値を推定することを可能とした^[11]。しかし、ストリーマ発生までに至る物理現象のうち、初期電子発生機構に関しては十分な検討を行っていなかった。

本報告では、ストリーマコロナ発生までの現象 (第1段階) を初期電子発生の観点から把握することを目的としている。正極性雷インパルス印加時のトリプルジャンクション部近傍における部分放電現象を光学的手法で観測し、部分放電の初期過程について、電極表面状態や電極の絶縁被覆による影響や、針-平板電極のような絶縁物沿面が介在しない不平等電界下の電極系との比較を検討したので、以下に報告する。

2. 実験方法

<2・1> 実験試料 GIS では、絶縁スペーサが高電圧電極または接地金属容器と接触する箇所、トリプルジャンクションが形成される。本実験では、これまでの報告と同様に、沿面放電を光学的に観測しやすくするため、図1

に示す試料形状にした。先端が半球状の高電圧電極をエポキシ平板に密着させ、この接触部から沿面放電が開始するよう、くさび状の微小ギャップを形成した。円板状の接地電極に対してエポキシ平板を垂直に設置し、接地側トリプルジャンクション部の電界を低く設定した。エポキシの比誘電率は6.2であり、電極は表1に示す3種類の表面状態のものを用いた。鏡面仕上げの裸電極はエメリーペーパー#2000、粗面仕上げ電極は#40で研磨した。表1中の面粗度は表面形状測定器(DEKTAk, SLOAN)で測定した。また、ふっ素樹脂被覆電極は、まず電極表面をあらした後(この時、面粗度は $\pm 31 \mu\text{m}$)、ふっ素樹脂(PFA:Per Fluoro Alkoxy Resin、比誘電率2.1)を被覆した。ただし、ふっ素樹脂被覆表面の面粗度は裸電極の鏡面仕上げ並になっている。なお、エポキシ平板表面もトリプルジャンクション形成のための条件を同一にするため、エメリーペーパー#2000で研磨した。

表1 使用した電極の表面状態
Table 1. Surface conditions of high voltage electrodes

	電極材質	電極面粗度	被覆材質 (比誘電率, 膜厚)
粗面電極	アルミニウム	$\pm 15 \mu\text{m}$	ふっ素樹脂PFA (2.1, $100 \mu\text{m}$)
鏡面電極	ステンレス	$\pm 0.2 \mu\text{m}$	
被覆電極	アルミニウム	$\pm 31 \mu\text{m}$

図1 実験試料形状
(実際の形状は図9参照)

Fig.1. Configuration of test sample

<2・2> 実験方法 光学的計測には、光電子増倍管(以下、フォトマル、浜松フotonクス:H3167)を用いた。図1の右図の方向にフォトマルを設置し、くさび状の微小ギャップ部からの微弱な部分放電光を捕らえた。

印加電圧波形は、正極性インパルス電圧($0.8/42 \mu\text{s}$)を用いた。前課電による残留電荷の影響を避けるため、全て単一印加にした。

SF₆ガス圧力は、 $0.1 \sim 0.39\text{MPa}$ の範囲で変化させた。

なお、実験の詳細は、文献[5,6]に記載されており、ここでは省略する。

3. 実験結果

<3・1> 沿面放電の光学的観測 図2に沿面放電光の観測結果の例を示す。 0.39MPa で鏡面電極に電圧を印加したときのフォトマル信号波形である。まず 123kV で発光の鋭いピークが見られる。これは、電子などが成長してストリーマに転移し、さらにストリーマコロナへと成長する過程での発光現象であると考えられる。この発光の電圧をストリーマコロナ開始電圧 V_c と定義する。その後、さらに電圧が高くなってもリーダに転移するまで(リーダ転移電圧 V_{ld})顕著な発光現象は見られないが、リーダ転移後の発光は沿面を伝わる放電によるもので、間欠的な発光が見られた[5-9]。このような放電現象は、粗面電極や被覆電極でも見られる。ただし、被覆電極のストリーマコロナ開始電圧 V_c は、裸電極に比べると高い。

図2 沿面放電光の観測例

Fig.2. Example of light emission in surface discharge

<3・2> ストリーマコロナ開始電圧と電極表面状態 図3には、3・1項で示した光学的観測を各種の表面状態の電極について行い、 V_c と電極表面状態の関係を表した。鏡面電極の場合、 V_c の平均値は後に述べる理論値 V_s から約25%上昇している。この上昇率は針一平板電極のようなガス放電系に比べると低く[12-14]、これは統計的時間遅れが小さいことを示している。さらに面粗度の影響も顕著には現れていない。また、被覆電極の場合も、理論値 V_s からの上昇率は鏡面電極の場合と殆ど変わらない。しかし、裸電極を被覆すると平均値で約35%上昇している。

<3・3> ストリーマコロナ開始電圧のガス圧力依存性 図4は、被覆電極と鏡面電極でのストリーマコロナ開始電圧 V_c 、沿面破壊電圧 V_f のガス圧力依存性を示したものである。なお、鏡面電極の場合は図中破線で示している[10]。 V_c 、 V_f 共にガス圧力にはほぼ比例して高くなっており、そのガス圧力に対する傾きもほぼ等しい。被覆電極の場合、鏡面電極と比較すると、ガス圧力に比例する傾向は同じであるが、 V_c 、 V_f 共に高い。

図3 電極表面状態とストリーマコロナ開始電圧 V_c 特性 (V_s は理論値)

Fig.3. Dependence of partial discharge inception voltage on surface condition of electrode

図4 ストリーマコロナ開始電圧 V_c と沿面破壊電圧 V_f のガス圧力依存性

Fig.4. Pressure dependence of partial discharge inception voltage and flashover voltage

4. 実験結果の検討

<4.1> ストリーマ開始電圧の理論値 図5はトリプルジャンクション近傍の微小ギャップ部分の三次元電界計算を行った結果である[5-11]。接触点に近づくほど著しく電界強度が増加する。ここで述べる電界強度はガス中の電界強度のことである。また、図には記してないが、図1でのR10の曲率方向の電界は電極先端に近づくほど高くなる。

電極が正極性の場合、電子なだれの形成は絶縁スペース側から進展して電極方向に向かう形をとる。いま、 θ 、

X を図5に示しているようにそれぞれ電極の曲率に沿った角度および点Aからの距離とすると、点Aの法線方向とC点での電界 $E(\theta, X)$ の電気力線の方向はほぼ一致するので、電子なだれは高電圧電極表面の法線に沿って成長する。その時の電子なだれ中の電子数は以下の式で表わされる。

$$\ln N(\theta) = \int_0^{X_\theta} \alpha_{\text{eff}}(\theta, X, P) dX \cdots \cdots (1)$$

$$\alpha_{\text{eff}} = K \left\{ E(\theta, X) - \left(\frac{E}{P} \right)_{\text{cr}} \cdot P \right\} \cdots \cdots (2)$$

ここで、 $K=27[\text{kV}^{-1}]$ 、 $(E/P)_{\text{cr}}=88[\text{kV}/\text{mm} \cdot \text{MPa}]$ で、 α_{eff} は任意の点C上の実効電離係数、 $E(\theta, X)[\text{kV}/\text{mm}]$ は高電圧電極に $V[\text{kV}]$ を印加した場合の点Cでの電界強度、 $P[\text{MPa}]$ はガス圧力である。また、 N は電子なだれ中の電子数を、 $X_\theta[\text{mm}]$ はある角度 θ における点Aから点Bへの距離を示す。

電子なだれが成長して、ストリーマに転移する条件は[10]、

$$N=10^8 \cdots \cdots (3)$$

である。(3)式を満たす(1)式の V を求めるとストリーマ開始電圧の理論値 V_s が求まる。ただしこの値は統計的時間遅れを考慮していないので最低のストリーマ開始電圧である。

図5 トリプルジャンクション近傍の電界分布

Fig.5. Electric field strength near triple junction

表2 ストリーマ開始電圧の理論値 (0.39MPa の場合)

Table 2. Theoretical values of partial discharge inception voltages

	電圧 V_s (kV)	電界 (kV/mm)	臨界角 θ_{cr} (degree)
鏡面電極	95.1	47.9	10.6
被覆電極	117.6	42.8	13.3

鏡面電極と被覆電極についての計算結果例として、0.39MPa の場合を表2に示す。表中の臨界角 (θ_{cr}) は理論値の電圧でストリーマ条件を満たす角度である。図5に

よるとこの位置は最大電界点ではない。理論値の電圧で電界強度の高い臨界角 θ_{cr} 内の位置でストリーマ転移に至らない理由は、たとえ電子なだれが発生しても、沿面が存在するため 10^8 個を形成するギャップ距離が足りないからである。

<4・2> 電極被覆の影響 図5の電界解析結果によると、鏡面、被覆電極共にトリプルジャンクション部の電界は接触点に近づくほど高くなるが、被覆電極の電界強度は鏡面電極に比べ低い。これは、接触点近傍の微小ギャップが被覆膜によって広げられたことにより、微小ガスギャップの電界が緩和されたためである。次に、表2に示した理論値 V_s の計算結果は、被覆電極の場合トリプルジャンクション近傍での電界が緩和されたことにより鏡面電極よりも高くなっている。これよりストリーマコロナ開始電圧 V_c が鏡面電極よりも上昇する。

<4・3> 初期電子発生現象 筆者等は先の報告^[11]において、同軸円筒電極で用いられるスペーサで形成されるトリプルジャンクションでのストリーマコロナ開始電圧の特性として、 V_c/V_s が一本の曲線で表されることを示した。報告の中では V_c/V_s が影響を受ける電界増幅作用及び緩和作用については考察したが、初期電子発生に関する現象には触れなかった。よって今回はこの現象についてここで検討する。

図6 ストリーマコロナ開始電圧 V_c /理論値 V_s の圧力依存性

Fig.6. Pressure dependences of the rate of measured V_c to theoretical V_s of partial discharge inception voltages

理論値 V_s で V_c を割った値 V_c/V_s のガス圧力依存性を図6に示す。どのガス圧力下でも V_c は V_s よりも高くなっているが、鏡面電極、被覆電極共にその値は等しい。これは、正極性電圧印加の場合、電子なだれの方向は絶縁スペーサから高電圧電極に伸びる形をとるため、電子なだれを形成する初期電子の存在は絶縁物沿面近傍となり、電子なだれ

形成からストリーマ転移までの現象、つまり、ストリーマ形成までの物理メカニズムが鏡面電極と被覆電極では同じであると考えられるからである。よって高電圧電極が正極性の場合、電極被覆の V_c に与える効果は、トリプルジャンクション近傍の電界緩和に大きく現れ、被覆電極の V_c が裸電極よりも上昇する（例えば、0.39MPa で約 25% の上昇）。

ガス空間中で正極性電極付近における初期電子の発生源は、電界によるガス中の負イオンからの電子放出によるものと考えられている^[14]。SF₆ ガス中に存在する負イオンとして、SF₆⁻、SF₅⁻、SF₆⁻(SF₆)、SF₆⁻(SF₆)₂、F⁻等が考えられている。これらの内 SF₆⁻ が他のイオンと比べてその数が多く、エネルギー準位も最も低いことから、初期電子放出源と考えられている。

ところで、ストリーマ転移確率や絶縁破壊確率を計算する手段の一つとして体積-時間則が知られている^[12]。ここでは、この手法を用いストリーマコロナ開始までの電子発生確率を計算することで統計的時間遅れを検討する。なお、この方法により針-平板電極系で SF₆ の絶縁破壊の統計的時間遅れの分布が実験とよく一致したと報告されている^[12,14]。

負イオンからの電子放出による電子発生確率は、体積-時間則により、

$$P = 1 - \exp\left(-\int_V n P_0 dV dt\right) \cdots \cdots (4)$$

で表される。ここで、 n は SF₆⁻ イオン密度、 P_0 は負イオンが単位時間および単位体積当たり電子を放出する確率で^[12]、図7で表されるような電界強度に依存するパラメータである。 t は印加電圧がストリーマコロナ開始理論値 V_s を越えている時間帯である。また、体積 V は $\alpha_{eff} > 0$ の部分の体積、つまり電子なだれ形成可能な体積である。

図7 P_0 の電界強度依存性^[12]

Fig.7. Dependence of P_0 on applied electric field strength

計算の簡略化のためこの系においての初期電子発生確率が最大になるように計算する条件設定を行った。具体的には臨界体積を時間に依存しない最大体積をとり、 SF_6 イオン密度の値を約 $2500 \text{ 個} \cdot \text{bar}/\text{cm}^3$ [12] とした。自然界の宇宙線によって発生する SF_6 イオンの密度が最大になるのは長ガスギャップ空間中の定常状態なので、その密度を採用した。これらの条件で式(4)の計算を行った結果を図8に示す。これは印加電圧をパラメータにして初期電子発生確率をプロットしたものである。図からわかるように、ストリーマコロナ開始電圧 V_c の平均値の電圧を印加しても初期電子発生確率は非常に低い。また、上記のとおりこの系で考えられる初期電子発生確率を最大の値に見積もっているため、真の確率はさらに低くなる。従って、針-平板電極のようなガス中放電系の初期電子発生機構をそのままこの系に適用することができないことがわかる。

図8 初期電子発生確率の印加電圧依存性
Fig.8. Dependences of occurrence probability for initial electrons on applied voltage

<4・4> 空間電荷分布観測 前述の電界計算の表2の結果によると、ストリーマ転移位置 θ_{cr} よりも高電界部分がトリプルジャンクション部に存在する。つまりストリーマに転移できなくとも電子なだれが臨界角 θ_{cr} 内で形成され、初期電子供給源である負イオン密度分布が増加する可能性がある。そこで、ストリーマ開始理論値よりも低い電圧を印加して、その際の空間電荷の分布を観測した。

ストリーマ開始理論値 V_s 付近の電圧波高値をもった正極性雷インパルス電圧を鏡面電極に印加し、トリプルジャンクション近傍でのスペーサ側の帯電の様子を、トナーを散布することにより観測した。その結果、図9の写真のように、黒いトナーがトリプルジャンクション近傍に付着した。黒いトナーが付着している部分は正の帯電領域を表している。この場合、電子なだれの成長の際に形成される正イオンがスペーサ沿面に取り残されたものと考えられる。

このような帯電が観測できる印加電圧を圧力の関数とし

てプロットすると図10になる。図中の $\alpha_{eff}=0$ は $\theta=\theta_{cr}$ の位置で実効電離係数が0になる電圧値である。これより、ストリーマコロナが発生する電圧 V_c (図中△印) および理論値 V_s さらに $\alpha_{eff}=0$ よりも低い電圧でも帯電していることが確認できる。

図9 エポキシ板上のダスト図形の例
(高電圧電極近傍)

Fig.9. Example of dust figure pattern formed on the epoxy plate near triple junction

図10 帯電観測領域の圧力依存性
Fig10. Relationship between SF_6 gas pressure and voltages at which dust figure patterns were observed

図11に、0.39MPaでトリプルジャンクション近傍で発生できる電子なだれ中の平均電子数を接点からの角度 (θ) 依存性として表したものを示す。実線は図10の帯電実験で用いた電圧に対応している。破線はストリーマ開始理論値 V_s (95.1kV) および $\theta=\theta_{cr}$ で実効電離係数 $\alpha_{eff}=0$ になる電圧 (68kV) の場合の値を示している。この図より V_s よりも低い電圧で、電子なだれが発生することがわ

かる。しかし、この電子なだれはストリーマに転移できずに空間電荷としてトリプルジャンクション近傍に存在すると考えられる。ストリーマコロナ開始電圧よりも低い電圧を印加した際のスペーサの帯電は、電子なだれの空間電荷形成によるものであると考えられる。それはストリーマコロナが発生する位置よりも θ が小さい範囲で発生し、この空間電荷はSF₆の第一電離係数 α 相当分の正イオン、付着係数 η 相当分の負イオン、 $(\alpha - \eta)$ 分の電子であり¹⁰⁾、スペーサ上に帯電したのは、このうちのSF₆⁺等正イオンであると考えられる。このことはまた、ストリーマコロナが発生する以前から空間電荷としてSF₆⁻が自然に発生するよりも多く存在することを示唆する。

図 11 電子なだれ中の電子数の θ 依存性
Fig.11. Angular dependence of electron numbers in the electron avalanche in triple junction system

表 3 SF₆⁻イオン密度の計算結果
Table.3 Calculation of SF₆⁻ ion density

P[MPa]	SF ₆ ⁻ 密度[cm ⁻³]		SF ₆ ⁻ 個数 b×臨界体積
	a	b	
0.39	10000	445000	11400

a:自然界に存在するSF₆⁻イオン密度

b:50%初期電子発生確率に必要なSF₆⁻イオン密度

次にストリーマコロナ開始電圧 V_c の平均値の電圧を印加した場合に、初期電子の発生する確率が50%になると仮定し、その時に必要なSF₆⁻イオン密度を式(4)をもちいて計算した結果を0.39MPaの場合について表3に示す。なお表の臨界体積は $<4.3>$ で用いたものである。aも $<4.3>$ で用いた自然に存在するSF₆⁻イオン密度であり、bが計算したSF₆⁻イオン密度である。表より V_c の電圧を印加した時に初期電子発生確率が50%になるSF₆⁻イオン密度はaよりも数百倍必要であるが、イオン数で考えると約10000個であ

ることがわかる。これは、電子なだれで発生した電子がSF₆分子と反応してSF₆⁻イオンになるとすると、10000個の電子を生ずる($\ln 10^4 = 9.2$)、図11でみると約80kVの電圧で生ずる電子なだれでSF₆⁻イオン密度が満たされるということである。従って、上記に記したようなストリーマの以前に発生する電子なだれで十分に初期電子発生源となり得ることがわかる。以上よりトリプルジャンクション系の統計的時間おくれが小さくなる原因は、ストリーマ以前に発生する電子なだれによって初期電子源のSF₆⁻イオン密度の増加であると考えられる。

<4.5> 針-平板電極系との比較 ここでは絶縁物の介在しないガス中放電系である針-平板電極での初期電子発生機構と比較することによって、トリプルジャンクション系の統計的時間おくれが小さくなる原因を検討する。

トリプルジャンクション系と同じように針-平板電極系での電子数の分布を図12に示す。これは先端曲率半径0.5mm、ギャップ長40mmの針-平板電極の場合のものである。図中の50kVがこの系でのストリーマ開始理論値にあたり、48kV、53kVがその前後の電圧にあたる。図中の

図 12 針-平板電極の電子なだれ中の電子数の θ 依存性

Fig.12. Angular dependence of electron numbers in the electron avalanche in point-to-plane electrode system

角度 θ は図に示すように、針先端から曲率半径方向の角度である。図13に示すようにトリプルジャンクション系と針-平板電極系の違いは電子なだれ中の電子数が最大になる位置である。トリプルジャンクション系は最大電界点よりも離れた位置であるのに対し、針-平板系は針先端の最大電界点である。これはトリプルジャンクション系では全路破壊につながるストリーマコロナの発生が最大電界点で起こらないことを意味する。しかし、針-平板系ではストリーマコロナの発生は最大電界点で起こる。これは針-平板系はトリプルジャンクション系のようなギャップの制約を受けないためである。このように針-平板系ではストリー

ーマに転移する条件に達するのは最大電界位置であり、それ以上の高電界部がないためトリプルジャンクション系のような空間電荷の発生は考えられない。従って SF_6^- の増加もなく、針-平板電極系の初期電子の発生は4・3項で述べた自然に発生する SF_6^- 密度で説明できる。

最後に高電圧電極が正極性の場合でトリプルジャンクション部を持つ系の電子供給の問題が残されている。ガス空間と比較して電子供給に影響を及ぼす要因は固体絶縁物の介在である。トリプルジャンクション部のごく近傍では非常に高電界になっているので、絶縁物の表面からの電界放出^[14]、もしくは表面に付着している電子の解離等^[16]が考えられるが特定するには現時点では至っていない。

D: 電子なだれ中の電子数が最大になる位置

図 13 初期電子発生機構の違い

Fig.13. Difference of mechanism of production of initial electrons between triple junction system and point-to-plane electrode system

5. まとめ

SF_6 ガス中のトリプルジャンクションに起因する沿面放電の初期過程であるストリーマコロナ発生までの現象を、初期電子発生の観点から把握することを目的として、光学的手法により、電極表面状態や電極の絶縁被覆による影響や、針-平板電極系のような絶縁物沿面の介在しない不平等電界下のガス中放電との比較を検討した結果、以下のことがわかった。

(1)トリプルジャンクション系では針-平板電極系のようなガス中放電とは異なり、ストリーマコロナが発生する位置よりも高電界部分が存在するために、ストリーマコロナが発生する以前にその部分から電子なだれが発生することが実験的に確認できた。

(2)正極性電圧を印加する場合、統計的時間遅れが小さくなる原因として、(1)の電子なだれ発生により電子発生源の SF_6^- の密度が増大するために初期電子発生確率が高くなる可能性がある。

(3)高電圧電極に絶縁被覆を施した場合、トリプルジャンクション部の電界強度を緩和する効果があるため、ストリーマコロナ開始電圧は裸電極よりも高くなる。しかし電子なだれが高電圧電極に向かう形のため、初期電子発生機構は裸電極と同じとなる。

最後に、この研究を進めるにあたって、甚大なるご指導を賜りました三菱電機（株）先端技術総合研究所電機システム技術部部長仲西幸一郎博士に感謝いたします。

(平成 8 年 2 月 19 日受付, 同 9 年 2 月 6 日再受付)

文 献

- [1] 放電常置専門委員会:「 SF_6 ガス中の支持絶縁物における沿面放電特性」, 電気学会技術報告 (II 部), No.83 (昭 54)
- [2] 遠藤:「ガスくさびを持つエポキシ棒の SF_6 ガス中沿面絶縁特性」, 電学論 A, **105**, 589 (昭 60)
- [3] 乾・寺西・大久保・柳父:「 SF_6 ガス中くさびギャップにおける部分放電特性」, 電学論 A, **110**, 126 (平 2)
- [4] H.Hama, H.Yamamoto, S.Sakuma, K.Takatsuka & T.Yamauchi: "Surface flashover characteristic of disc-type spacer system initiated by wedge shaped gas gap and its improvement", IEEE Trans. Power Delivery, **8**, 1070 (1993)
- [5] 井波・仲西:「 SF_6 ガス中絶縁物沿面放電の光学的観測と V-t 特性の平坦化の解明」, 電学論 A, **112**, 63 (平 4)
- [6] K.Nakanishi & K.Inami: "Optical measurement of flashovers along the solid spacer in SF_6 gas and an explanation of flatness of the V-t curves", Xth Gas Discharges and Their Applications, p.378 (1992)
- [7] 羽馬・井波・藤井・大石・吉村・仲西:「 SF_6 ガス中絶縁物沿面放電のリーダ転移に関する一考察」, 電気学会放電・高電圧合同研究会資料, **ED-93-61** (平 5)
- [8] H.Hama, K.Inami, H.Fujii, T.Ooishi, M.Yoshimura & K.Nakanishi: "Streamer to leader transition of surface discharges under impulse voltages in SF_6 gas", 8th ISH, (Yokohama), No.34.01 (1993)
- [9] 羽馬・井波・藤井・大石・吉村・仲西:「 SF_6 ガス中正極性沿面放電のリーダの発生と進展」, 電学論 A, **114**, 397 (平 6)
- [10] 羽馬・井波・吉村・仲西:「 SF_6 ガス中沿面リーダ放電に及ぼす電圧極性の影響」, 電学論 A, **114**, 467 (平 6)
- [11] 羽馬・井波・吉村・仲西:「 SF_6 ガス中トリプルジャンクションに起因する沿面放電の破壊電圧の推定」, 電学論 A, **115**, 1078 (平 7)
- [12] N.Wiegart, L.Niemeyer, F.Pinnekamp et al.: "Inhomogeneous field breakdown in GIS: the prediction of breakdown probabilities and voltages, Part I, II, III", IEEE Trans. Power Delivery, **3**, 923 (1988)
- [13] 花井・寺西・大久保・柳父:「 SF_6 ガス中微小ギャップの雷インパルス電圧に対する絶縁特性」, 電学論 A, **109**, 255 (平 1)

- [14] V.N.Maller & K.D.Srivastava: "Corona discharge studies in SF₆ with insulators under positive switching impulses", IEEE Trans. Electr. Insul., EI-18, 328 (1983)
- [15] T.Nitta&Y.Shibuya: "Electrical breakdown of long gaps in sulfur hexafluoride", IEEE Trans. Power Apparatus Syst., PAS-90, 1065 (1971)
- [16] 湯本・堺: 「絶縁材料からの光電子放出と放電進展」, 電学論 A, 109, 1 (平 1)

吉村 学

(正員)昭和 44 年 12 月 29 日生。平成 4 年 3 月広島大学理学部物理学科卒業。同年 4 月三菱電機(株)入社。以来、ガス絶縁の研究に従事。

羽馬 洋之

(正員)昭和 30 年 9 月 21 日生。56 年 3 月大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻前期課程修了。同年 4 月三菱電機(株)入社、現在に至る。主として、GIS の開発に従事。IEEE 会員。工学博士

井波 潔

(正員)昭和 33 年 5 月 29 日生。56 年 3 月秋田大学鉱山学部電気工学科卒業。同年 4 月三菱電機(株)入社。以来、GIS ガス絶縁技術の研究開発に従事。

藤井 治久

(正員)昭和 27 年 7 月 7 日生。55 年 3 月大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻後期課程修了。同年 4 月三菱電機(株)入社。以来、主として真空絶縁、気体絶縁の研究に従事。現在、同社先端技術総合研究所電機システム技術部絶縁グループマネージャ。工学博士。静電気学会、応用物理学会会員。