レーザによる気中放電の誘導特性 ならびに放電進展過程の観測

正員 相原良典 (電中研)

正員 新藤孝敏 (電中研)

正員 三木 恵 (電中研)

正員 鈴木俊男 (電中研)

Laser-Guided Discharge Characteristics of Long Air Gaps and Observation of the Discharge Progressing Feature

Yoshinori Aihara, Member, Takatoshi Shindo, Member, Megumu Miki, Member,
Toshio Suzuki, Member (CRIEPI)

Laser-guided discharge is promising for protection of power transmission systems against lightning. Several experiments concerning the laser induced electrical discharge have been performed up to now. However, it is necessary to understand the mechanism of the laser induced electrical discharge to achieve the laser-triggered lightning.

When a high power laser beam is focused in air, a high degree of ionization is produced as brilliant beams nearby the focus. In this paper, the electrical discharge induced up to 2-meter with a high power CO₂ laser focused by a 10-meter focal length mirror is described.

Experiments of the laser-guided discharge were carried out by application of an impulse voltage to a rod-rod gap after laser radiation. This paper deals with the effects of delay times and polarity of the impulse voltage on 50% flashover voltage characteristics and the observation results of discharge phenomena taken by a still camera, a special camera named ALPS (Automatic Lightning Discharge Progressing Feature Observation System) and an image converter camera.

キーワード：レーザ，誘雷，雷，雷遮へい，プラズマ

1. ま え が き

近年、レーザ技術の進歩に伴い、多方面にわたりレーザを利用した研究が進められている。例えば数十J程度のエネルギーのレーザ光をパルス状に発射させ、更に凹面鏡や凸レンズなどの集光装置でエネルギーを集中させると、その焦点付近ではレーザビームに沿って気体の絶縁破壊が生じ、プラズマ(以下、これをレーザプラズマと呼ぶ)が形成される⁽¹⁾。

レーザ誘雷はこのプラズマ状の道(チャンネル)を利用し、雷放電を送電線などの電力設備以外の場所(避雷用鉄塔)に導くものであり、我が国においては近年、

積極的な耐雷技術の一つとして注目されている。特に、冬季雷に見られる雲底が低く上向きに伸びる雷放電に対しては、レーザ誘雷の適用が効果的であると期待されている。

このアイデアは1974年、Ballによって提案されたが⁽²⁾、実際の雷に対して成功したという報告はない。我が国においては既に多くの研究機関で数mギャップまでの基礎実験が行われているが、レーザにより誘導された放電の基本的なメカニズムや誘導効果の定量的な評価は十分把握されていない^{(3)~(7)}。

本論文は高出力CO₂レーザ装置を用いて、雷インパルス電圧印加時の放電誘導実験を行い、50%フラッ

シオーバ電圧特性ならびにその放電進展過程を観測した結果を取りまとめたものである。

2. 実験配置とレーザプラズマ

図1に実験配置を示す。レーザ装置はパルス発振の放電横励起形 CO_2 レーザ装置(ルモニクス製 TEA-601 型)を用いた。最大出力 45 J/パルスで不安定共振器を採用し、ビーム開き角 0.12 mrad、波長 $10.6\ \mu\text{m}$ である。レーザ光は焦点距離 10 m の凹面鏡で集光させ、焦点位置に高電圧電極を設置した。接地側電極はレーザビーム軸上の入射側寄りに移動できるようにし、ギャップの長さ d を 0.5~2 m まで変化させた。また、プラズマチャンネルと電極先端との距離(隔離ギャップ、ギャップの長さ g_1, g_2) も適宜 0~0.7 m の範囲で変化させた。雷インパルス電圧は公称電圧 1,000 kV のインパルス電圧発生装置(IG)を用いて発生させ、遅延パルサーによりレーザプラズマ生成とのタイミングを調整した。図2にレーザにより誘導された放電状況の一例を示す。

両電極の外側に見える小さな球状の発光体がレーザにより生成されたプラズマである。このプラズマ球はレーザ出力が 40 J 以上のとき、凹面鏡からおおよそ 8~11 m の範囲に点在した。

図1 実験配置
Fig. 1. Test arrangement.

図2 放電状況
Fig. 2. Photograph of laser-guided discharge.

図3にフォトンドラッグ検出素子によるレーザ光の発振波形ならびにフォトダイオードによるプラズマの発光波形を示す。レーザパルスは半値幅が約 50 ns のパルスに約 1.5 μs の波尾部が伴うもので、初めのパルス部に全エネルギーの約 1/3 が注入されており、この間のレーザ出力は約 300 MW である。一方、レーザプラズマの発光波形は、レーザパルスの波尾部に同期した明るい発光がスパイク状の波形の後で生じている。これはレーザパルス波尾部における再加熱によるものと考えられ、焦点付近よりも入射側で明るい(大きい)プラズマ球が現れた。また、プラズマ球の発光個数はプラズマチャンネル上の場所によって不均一であり、入射側に点在するプラズマ球は粗、焦点付近では密である。プラズマ球は空気中にランダムに浮遊する微粒子が絶縁破壊の核となって生成されるものと考えられており、その発光状態はショットごとに異なる。

図4は感熱紙でとらえたレーザビームのパターンを示す。レーザ装置から発射された直後のレーザ光は縦方向に長い形状をしており、焦点に近づくにつれて集光され変形していく。

図3 レーザパルス波形とプラズマの発光
Fig. 3. Oscillogram of laser pulse and the plasma luminosity.

図4 感熱紙でみたレーザビームのパターン変化
Fig. 4. Variation of burn patterns of laser beam.

3. 50%フラッシュオーバー電圧特性

〈3・1〉 遅れ時間特性 レーザプラズマによる放電の誘導効果は、レーザプラズマとインパルス電圧との発生タイミングによって変化することが知られている⁽⁷⁾。レーザ照射後の電圧印加までの時間を遅れ時間と呼ぶことにする。図5はこの遅れ時間 τ と50%フラッシュオーバー電圧 V_{50} との関係を示す。インパルス電圧は負極性、ギャップの長さ d は1m, g_1, g_2 は0mの場合の特性である。電圧の印加はおよそ20回の昇降法によった。なお、図中の印の違いは試験日が異なる。

同図の特性から、電圧印加の遅れ時間がおよそ10~200 μ sのときフラッシュオーバー電圧が最も低く、レーザによる誘導効果が大いことがわかる。フラッシュオーバー電圧の最低値はレーザ照射のない場合の約1/3であるが、この低下率はインパルス電圧の極性、プラズマチャネル軸上の電圧印加範囲ならびにレーザの照射方向などによって異なるものである。

以下の実験では、遅れ時間をすべて50 μ s一定として、諸特性を検討した。

〈3・2〉 誘導距離と誘導効果 レーザにより生成されたプラズマチャネルに沿って、ギャップの長さ d を変化させた場合の50%フラッシュオーバー電圧特性を図6に示す。レーザ照射のない状態での気中ギャップに対する特性も併示した。結果的に、インパルス試験電圧がおよそ700kV以下でギャップの長さ2mまでの放電の誘導に成功した。通常の棒-棒ギャップでは、正極性よりも負極性のフラッシュオーバー電圧が高いのに比べ、レーザプラズマがある場合には負極性のほうが電圧が低く、レーザによる誘導効果が高いことがわか

る。また、負極性ではギャップの長さが0.5~1.5mの範囲でフラッシュオーバー電圧がほとんどフラットな特性となり、ある程度の電圧(外部電界)を加えることによって、この間のプラズマチャネルが高電離状態に変化したものと考えられる。今回の実験において、この電圧値は負極性で約200kV、正極性で約350kVであった。このような極性差は、プラズマ球の軸上に沿った不均一性ならびに放電メカニズムの本質的な相違(図10参照)によるものと考えられる。

レーザを照射した場合の50%フラッシュオーバー電圧の標準偏差は通常の気中ギャップに対する値と比べて非常に大きく、変動係数で表すとおよそ5~15%であり、30%を超えることもあった。

図7はレーザ照射がない場合に対するレーザプラズ

図6 50%フラッシュオーバー電圧-ギャップの長さ特性

Fig.6. Relation between 50% flashover voltage and length of plasma channel.

図5 50%フラッシュオーバー電圧-遅れ時間特性

Fig.5. Relation between 50% flashover voltage and delay time.

図7 レーザ照射による50%フラッシュオーバー電圧の低下率

Fig.7. Reduction of flashover voltages by laser radiation.

図 8 電圧・電流波形の比較(負極性)

Fig. 8. Comparison of waveshapes of voltages and currents at flashover.

マによる誘導効果を電圧比で示したものである。正極性ではおよそ 70% まで電圧が低下しているのに比べ、負極性ではギャップの長さが 1.5 m 付近で電圧が最低となり約 25% となった。このことから、今回の実験で生成されたプラズマチャンネル長に対して、誘導効果の大きい範囲はおおよそ半分の長さの中央部分であり、両端付近のプラズマによる誘導効果は小さいといえる。

雷放電を効率的に誘導するためには、長距離にわたり誘導効果の高いプラズマチャンネルを形成することが重要である。焦点距離の長い集光装置はプラズマチャンネルを長くするがエネルギー密度が小さくなるので、一定出力のレーザ装置では誘導効果が期待できる長さは限定されるであろう。

レーザ誘雷の実現のためには、まず出力の大きなレーザ装置を採用することや複数のレーザビームで連続的(または不連続的)にプラズマチャンネルを生成することが望まれる⁽⁶⁾。また、一定出力のレーザに対しては多焦点方式の集光装置を用いたり⁽⁷⁾、あるいはレーザビームを分割する多重ビーム方式⁽⁸⁾などによる方法などの検討が必要であろう。

図 8 にフラッシュオーバー時のインパルス電圧と電流波形例を示す。(a)図は気中ギャップの場合であり、電流はリーダの伸びに伴って増加している。これに対してレーザにより誘導された放電では、電流はフラッシュオーバー直前で急激に増加しており、両者の放電進展過程が明らかに異なっているものと予想される。また、レーザ照射した場合におけるフラッシュオーバーまでの時間はおよそ 2~10 μs であり、通常の気中放電に比べて全般的に短い時間のばらつき幅は相対的に大きい。フラッシュオーバー電圧の変動係数が大きいことと合わせると、レーザにより誘導された放電では誘導効果は大きいものの、放電進展過程には不安定な要素が含まれているといえる。これは、レーザプラズマが完全な

導体でないこと、プラズマ球の出方が常に一定でないこと、ショットごとのレーザエネルギーの大きな変動(約 10%)などが原因しているものと考えられる。

〈3・3〉 離隔ギャップの影響 自然雷に対してレーザ誘雷を適用する場合、レーザによるプラズマチャンネルが雷雲~避雷用鉄塔間を完全に結ばない状態でも雷放電を誘導できる可能性がある。例えば、ロケット誘雷実験では、雷雲の雲底高さがおよそ 300~1,000 m であるのに対してロケットの高さがおよそ 50~300 m で誘雷に成功している⁽⁹⁾。

図 9 はギャップの長さ d が 1 m で、高電圧電極または接地電極とプラズマチャンネルとの間に離隔ギャップを介した場合の 50% フラッシュオーバー特性である。図中、パターン I は高圧電極側に、パターン II は接地電極側にレーザビームを接触させた場合の配置である。

同図より、負極性インパルス電圧を印加した場合にはレーザプラズマが高圧側電極に接近しているときに、そして正極性ではレーザプラズマが接地側電極に接近しているときに、それぞれ誘導効果が大きいことがわかる。これは負極(正極の場合は接地極)から放電が進展しやすいことを示唆していると考えられる。

図 10 に非フラッシュオーバー時における正負両電極近傍の放電状況を示す。負極性ではレーザプラズマの初期の発光(図 3 参照)の消滅後にもかかわらず、レーザビームの軸上に沿って伸びているが、正極性ではこれに関係なくリーダが進展している。このことから、負極側から伸びるリーダの進展を助けるようにレーザプラズマを生成させることによって、大きな誘導効果が期待できることがわかる。このように負極性放電が気中ギャップ間の粒子に沿って進展しやすいことは知られていたが⁽¹⁰⁾、プラズマ球に対しても同様であることが明らかとなった。

図 9 離隔ギャップがある場合の放電誘導特性

Fig. 9. Flashover voltage characteristics with a gap between laser plasma and an electrode (g_1 or g_2).

図 10 非フラッシュオーバー時における正負極性リーダの伸びの比較

Fig. 10. Still photographs of positive and negative leaders at non-flashover.

4. 放電進展過程の観測

〈4・1〉 ALPS による観測 ALPS (雷放電進展様相自動観測装置) は放電時の発光現象を 35 mm の一眼レフカメラのフレームでとらえ、 20×20 の画素に分割してフォトダイオードにより電気量に変換したあと

図 11 ALPS によるレーザープラズマの発光過程の観測

Fig. 11. Laser plasma luminosity observed by the ALPS.

図 12 レーザにより誘導された放電の時間分解図 (ALPS)

Fig. 12. Time-resolved feature of laser-guided discharge observed by the ALPS.

記録する装置である⁽¹¹⁾。昼間でも使用可能であり、最高時間分解能は $0.1\ \mu\text{s}$ で発光体の時間変化を二次元的に観測できる。

図 11 はレーザ照射時の ALPS でとらえたレーザプラズマの発光過程であり、凹面鏡から $8\sim 10\text{ m}$ の範囲を観測したものである。レーザパルスの発射と同時に $9\sim 10\text{ m}$ 付近にプラズマが生成され、 $1\sim 1.5\ \mu\text{s}$ 前後には入射光側の $8\sim 9\text{ m}$ 付近が強く発光し徐々に消滅していく様子を見ることができる。

図 12 は図 11 に示したレーザプラズマの消滅後、およそ $50\ \mu\text{s}$ 遅れてインパルス電圧を印加した後の発光過程を ALPS でとらえた観測例である。

負極性の場合、まずインパルス電圧が波高値に達する直前で高電圧電極近傍が発光し、いったん消える。この発光は図 10(a) に示した負リーダの発生に伴うものと考えられる。その後、若干の時間をおいてギャップの中央部より発光が現れレーザビーム軸上に沿って両側に急速に伸びる。この発光部分はレーザプラズマが最も明るく発光した位置に対応している。これに伴って接地側電極先端からリーダが発生し、やや遅れてレーザプラズマが存在していた側からもリーダ

が発生する様子が伺える。そして、放電路全体が結ばれた後、フラッシュオーバーに至っている。

正極性では負極性のような初期の発光が見られないが、その後は負極性の場合とほとんど同様な放電進展過程となっていることがわかる。このように ALPS による観測はこま撮りができるので、放電の屈曲に関係なく全放電路にわたる進展様相を把握するのに都合がよい。

図 13 に離隔ギャップ部を拡大したときの放電静止写真を示す。正負極性とも離隔ギャップの両側から細いリーダが伸びており、この部分は通常の棒-棒ギャップと類似の放電形態が現れている。すなわち、高電離状態のプラズマチャネルの先端部は棒電極であるかのようにリーダが伸びているといえる。

図 14 は離隔ギャップがある場合のインパルス電圧と電流波形である。離隔ギャップが存在するため、図 8(a) と同様にリーダの進展に伴って電流が徐々に増加する現象が現れているが、気中の放電部分が短いためその上昇速度はかなり速いものとなっている。

〈4・2〉 ICC による観測 インパルス電圧印加後のプラズマチャネルに沿った発光部が変化する過程を更に詳細に調べるため、イメージコンバータカメラ (ICC) による観測を行った。図 15 に離隔ギャップがない場合の観測結果の一例を示す。

負極性ではまず、高電圧電極先端からストリーマが伸び、図 10(a) に対応する発光(リーダ)が現れすぐに消える。およそ $1\sim 8\ \mu\text{s}$ 間休止した後、ギャップの中央部で帯状の強い発光体が現れる。休止時間中はストリーマが更に進展しているものと考えられる。

この発光体は $0.1\sim 0.3\ \mu\text{s}$ 間継続するが、時間軸に沿って縞もようになっていることから、プラズマ球がインパルス電圧による外部電界によって再励起されたものと考えられる。この発光体の長さが長いときはその直後にフラッシュオーバーするが、短いときは再び更に長い帯状の発光体となって現れ、通常これを $1\sim 3$ 回繰返す。発光体が両電極に接近すると接地電極側で正負リーダが現れ、これが結合した後フラッシュオーバーに至る。リーダの発生に伴って図 8(b) の電流の急激な増加となって現れる。

一方、正極性ではまず高電圧電極から非常に弱い発光がギャップの中央部に向かって伸び、続いて接地側からも弱い発光が現れ中央部に向かって進展する。これは気中ギャップの放電時における正負ストリーマに対応しているものと思われ、レーザプラズマによる影響は現れていないように進展する。両ストリーマが中央部で結合すると、その部分と高電圧電極から正負リ

図 13 離隔ギャップ近傍のフラッシュオーバー状況

Fig. 13. Still photographs of flashover at the gap g_1 or g_2 .

図 14 離隔ギャップがある場合の電圧・電流波形

Fig. 14. Voltage and current waveshapes for a gap having g_1 or g_2 .

図 15 ICC によるレーザーチャネル間放電時の流し撮り写真
Fig. 15. Streak photographs of the laserguided discharge.

ーダが発生し、同時にそこまで伸びた接地側のストリーマ部分が長い帯状となって強く発光する。この場合の発光部もまた縞ようとなることから、プラズマ球の再励起によるものであると思われる。そして、正負リーダが結合した後でフラッシュオーバーに至る。

以上の観測結果に見られるように、極性によって放電進展過程は大きく異なるが、プラズマ球の再発光後の進展速度は通常の気中放電と比べ非常に速く(約 $5 \sim 20 \times 10^6 \text{ m/s}$)、再励起によって高電離化されたプラズマチャネル部はギャップ間を電氣的に短絡する役目を果たす。このような放電形態はレーザープラズマによる特有のものであるといえる。

5. 50%フラッシュオーバー電圧特性の一般化

図 6, 図 9 の特性ならびに放電進展過程の観測結果を基に、レーザー照射時の 50%フラッシュオーバー電圧特性の一般化について検討する。

放電進展課程の観測で明らかになったように、レー

図 16 レーザ照射時のフラッシュオーバー電圧計算値
Fig. 16. Calculated flashover voltage with laser radiation.

ザにより生成されたプラズマチャネルはインパルス電圧の印加によって再励起し、その中央部分は高電離状態となる。この部分は導電度が高く放電に必要な電界は著しく小さいことから、フラッシュオーバー電圧は残りの部分の長さで決まるものとし図 16 の特性を得た。

これより、中央部の高電離領域[(b)領域]の長さを求めると、今回の実験条件において、負極性インパルス電圧印加時には約 1.3 m (0.3~1.6 m の範囲)、正極性で約 0.5 m (0.6~1.1 m の範囲)と推定できる。この(b)領域の長さは、図 15 に見られるリーダ発生時の帯状の発光部の長さに対応しているものと思われる。なお、同図のフラッシュオーバー電圧は図 6 の特性を基に、(b)領域の長さを差し引いたギャップの長さ(d')に対して $600d'$ (kV) の値とした。

一方、隔離ギャップがある場合には図 9 に示したように、今回の実験条件においてはプラズマチャネルが負極側に接触しているかどうかによって特性が大きく異なった。負極側接触の場合には、プラズマチャネルに沿った放電進展に必要な電圧 (V_p, V_n) が、隔離ギャップ部のみの気中放電に必要な電圧 [$V_0(+)$: $600 \times g$ (kV) とした] 以上であれば直ちにフラッシュオーバーに至り、そうでない場合には隔離ギャップの放電に必要な電圧が全体のフラッシュオーバー電圧であると考えたと図 17(a) のようになる。

正極性において実測点が計算値よりも多少高い理由は図 12 の静止写真で見られるように、隔離ギャップ部の放電が斜めであり、より高めの電圧を必要とするためと考えられる。図中の V_p, V_n は図 16 の $d=1 \text{ m}$

(a) プラズマチャンネルが負極側に接触の場合

(b) プラズマチャンネルが正極側に接触の場合

図 17 離隔ギャップがある場合の計算値 ($d=1\text{ m}$)
Fig. 17. Calculated flashover voltage with a gap between laser plasma and an electrode.

に対応する値であり、 V_p , V_n 値ならびに (b) 領域の長さはレーザプラズマの生成状態、インパルス電圧の極性などによって異なるものと思われる。

正極側接触の場合は、まず電圧 V_p または V_n でプラズマチャンネルに沿って放電が進展し、その後残りの離隔ギャップ間を正負リーダが更に進展するのに電圧 $V_g(-)$ が必要とするものと考え、フラッシュオーバー電圧は両者の放電進展に必要な電圧の和で与えた。 $V_g(-)$ 値は負極性、棒-導体ギャップの特性に近い値となるものと考え、経験的に 50 cm 以下の範囲で $800 \cdot g^{0.7}(\text{kV})$ として計算すると図 17(b) のようになる。

以上のように、単純化したモデルから得られたフラッシュオーバー電圧の計算値は実測値と比較的よく一致した。

6. あとがき

レーザによる気中放電の誘導特性ならびに放電進展

過程について実験的検討を行い、次の結論を得た。

(1) レーザにより生成されたプラズマチャンネルは不均一であり、焦点付近よりも入射光側が強く発光する。インパルス電圧を遅れて印加したとき、この部分の再励起が放電進展に大きく影響する。

(2) レーザによりプラズマチャンネルを形成し、2 m の雷インパルス放電誘導に成功した。これは通常の気中ギャップと比べておよそ 3~4 倍の放電距離に相当するものである。プラズマによる放電の誘導効果は、2 m 以下のギャップでは正極性よりも負極性インパルス電圧に対して大きい。

(3) 負リーダはプラズマチャンネルに沿って伸びやすく、効率的に放電を誘導するためには負極側にプラズマチャンネルを生成させるとよい。

(4) プラズマチャンネル中の放電進展過程は極性によって異なるが、再励起されたプラズマはフラッシュオーバー電圧ならびに時間に影響を及ぼし、等価的にギャップの長さを短くする効果をもたらす。

レーザ誘雷を自然雷に対して適用するため、今後は分光学的測定手法による検討、雨・霧などの大気条件による放電誘導効果への影響ならびに長い分離ギャップがある場合の放電誘導特性などについて研究する予定である。

最後に本研究を遂行するに当たり、当所絶縁研究室 佐々木三郎前室長、放電研究室 八島政史氏、配電研究室 浅川 聡氏ならびに UHV 塩原実験場 三宅久仁彦氏には多大なる御指導、御援助を賜りました。厚く感謝の意を表します。

(平成 3 年 10 月 4 日受付、同 4 年 1 月 20 日再受付)

文 献

- (1) 内山・広橋・宮田・坂井：「レーザ誘雷の基礎研究」，レーザ研究，16，No. 5，267 (昭 57)
- (2) L. M. Ball：「The Laser Lightning Rod System-Thunderstorm Domestication」，Appl. Opt., 13, 2292 (1974)
- (3) 広橋・栄・坂井・内山：「レーザ誘雷」，放電研究 No. 123，p. 45 (平元)
- (4) 中村・鈴木・安田，他：「レーザ誘雷に関する研究(II)」，電気学会プラズマ研資，EP-90-50，97 (平 2)
- (5) 本田・江藤・宅間，他：「レーザによる大気中の放電誘導特性(I)」，電気学会放電研資，ED-91-13，57 (平 3)
- (6) 久保・竹谷・神野，他：「レーザ光重量方式の誘雷に関する基礎研究」，電気学会高電圧研資，HV-91-2，9 (平 3)
- (7) 永井・園井・竹内，他：「CO₂レーザを用いた誘雷の基礎実験」，同上，HV-91-7，59 (平 3)
- (8) 新藤・鈴木：「レーザによる気体の絶縁破壊と誘雷」，電中研調査報告：182010 (昭 57)
- (9) 和田・堀井：「冬季ロケット誘雷実験データの検討」，電気学会放電・高電圧合同研資，ED-89-135，29 (平元)
- (10) 赤崎：「レーザ誘雷における浮遊粒子効果について」，同上，ED-90-167，47 (平 2)
- (11) 三宅・横山：「雷放電進展様相観測装置の開発とリーダ進展速度の測定」，電学論 B，109，81 (平 3)

相 原 良 典 (正員)

昭和20年6月26日生。44年3月東京電機大学二部電気工学科卒業。39年4月(財)電力中央研究所入所。主として、大気中放電現象、雷遮へいに関する研究に従事。50年オーム技術賞受賞。

三 木 恵 (正員)

昭和38年11月3日生。平成元年3月早稲田大学大学院理工学研究科修士課程電気工学専攻修了。同年4月(財)電力中央研究所入所。主として、レーザ誘雷、雷放電現象に関する研究に従事。

新 藤 孝 敏 (正員)

昭和28年11月21日生。53年3月東京大学大学院工学系研究科修士過程修了。同年4月(財)電力中央研究所入所。主として、大気中放電現象、送電設備の外部絶縁設計に関する研究に従事。62年9月～63年9月アメリカ・フロリダ大学客員研究員。工学博士。大気電気学会会員、IEEE Senior Member。

鈴 木 俊 男 (正員)

昭和13年9月15日生。37年3月東京大学工学部電気工学科卒業。同年4月(財)電力中央研究所入所。44年6月～45年9月アメリカ・カリフォルニア大学パークレー校客員研究員。主として、気体放電物理、送電線の絶縁技術に関する研究に従事。現在、狛江研究所副所長。工学博士。47年電気学会論文賞、平成3年同進歩賞受賞。IEEE Senior Member、日本物理学会、プラズマ核融合学会会員。