大気中正極性直流コロナ放電のパルスレーザ 制御と空間電荷電界

学生員 楊 建波 (福岡大) 正員 生澤泰二 (福岡大)
正員 西嶋喜代人 (福岡大)

Pulsed Laser Control and Space Charge Electric Field for Positive DC-Corona Discharges in Atmospheric Air

Jian-bo Yang, Student member, Yasuji Izawa and Kiyoto Nishijima, Member
(Fukuoka University)

For a rod-plane discharge gap, the mechanism of DC sparkover is studied by the discharge luminous process, the spectroscopic image processing and the measured results of space charge field. It is verified that the pulse laser triggering method is effective to the measurement of space charge field and the observation of discharge luminous transition for glow corona discharges.

A decrease in sparkover voltage with pulse laser irradiation, is decided by the transition from glow corona to streamer corona and the electric field for the heating of transient filamentary glow-channel.

キーワード: 室空気、正極性直流コロナ、レーザ誘導、空間電荷電界、火花破壊

1. まえがき

気体の火花破壊機構に関して、大気中不平等電界ギャップの直流放電が最も多く研究されている^{(1)~(3)}。最近では、非熱平衡放電プラズマの応用として、コロナ放電が注目されている^{(4)~(5)}。特に、電子エネルギーの大きい高電界領域の放電機構はコロナモードの決定や放電活性粒子の生成と密接に関連する。

しかし、この約2mm以下の極めて狭い高電界領域の放電機構は、放電発光過程の観測や空間電荷電界の測定が極めて困難であることから、十分解明されていない。

本研究では、正極性直流コロナ放電空間にパルスレーザを照射して光電離プラズマを発生し、そのプラズマからの電子バーストの作用で放電を制御する方法を導入した⁽⁶⁾。この方法は、従来観測が困難であったグローコロナからストリーマコロナへの遷移過程を詳細に調べることを可能にする。また、放電空間の電子バーストのドリフト時間の測定から、ポッケル素子電界センサー⁽⁷⁾に替わる高い空間分解能の空間電荷電界の計測が可能となる⁽⁸⁾。

火花破壊特性、放電発光過程、空間電荷電界そして分光画像の実験結果から火花破壊機構を検討し、次の主な結論を

得ている。パルスレーザ照射による火花破壊電圧は、グローコロナからストリーマコロナへの遷移と過渡的線条グローチャンネルの気体加熱に要する電界で決定される。一方、パルスレーザを照射しない場合の火花破壊電圧は、高電界領域での気体加熱や超弾性衝突による電子エネルギーの増加によって決定される。

2. 実験装置と方法

正極性直流コロナ放電の発生装置、電気信号測定系、発光観測装置及びレーザの照射系とその検出器とを示したものが図1である。放電ギャップは、大気圧空気（気体圧力 $P=755\sim768$ Torr, 気温 $15\sim22^{\circ}\text{C}$, 絶対湿度 $8\sim11\text{g/m}^3$ ）中に先端を半球状に仕上げた直径 Φ が0.1又は0.3cmの黄銅棒電極と直径12cmの黄銅平板電極を垂直に配置したものである。ギャップ長 D は0.1から2.5cmの範囲で変化する。

照射したパルスレーザは、YAGレーザ(New Wave Research, MiniLase II-10Hz)の3倍波(波長355nm, 出力5mJ)でパルス幅が4~6nsである。焦点距離8cmの石英凸レンズでレーザ光を集光したレーザ照射装置は、放電ギャップの任意の位置にレーザ光を照射するため、コンピュータ制御可能なX-Yステージ(位置精度 $1\mu\text{m}$)に搭載される。なお、焦

図1. 実験装置

Fig. 1. Schematic diagram of experimental setup.

点付近に形成される電離プラズマの電子密度は、約 $2.2 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ のレーザーパワー密度で $10^9/\text{cm}^3$ 程度である⁽⁹⁾。

コロナ放電は極めて発光強度が弱いので、高感度放電光観測装置が用いられる。放電発光は、ゲート付きイメージインテンシファイヤII(最小露光時間100ns, 空間分解能23lp/mm)と通常のイメージインテンシファイヤIIの2台で光増幅し、CCDカメラ(41万画素, 水平解像度800本)で撮影してビデオVTRに記録される。この観測システムは、レーザー照射からの任意の時刻(パルスディレイジェネレータ DPGでゲート信号を制御)での放電発光を高感度で撮影できる。また、時空的に変化する放電発光過程は、イメージインテンシファイヤ付きイメージコンバータカメラIC(TRW, 1D3S20)で流し撮りされる。さらに、高電界領域に限定した発光強度の時間的変化は、光電子増倍管PM(東芝MS-9SY)で計測する。

高電界領域(棒電極近傍)のグローコロナ放電発光の時間積分した各スペクトルの分光画像は、狭帯域バンドパスフィルタ(中心波長に対して透過半値幅1~9nm)を装着したゲート付きイメージインテンシファイヤCCDカメラシステムで撮影し、コンピュータで画像処理される。観測した分光画像は、N₂の1st positive band(7, 4) [N₂ 1P(7, 4)]と2nd positive band(0, 2) [N₂ 2P(0, 2)], N₂⁺の1st negative band(0, 0) [N₂⁺ 1N(0, 0)]そしてN₀のγ band(0, 3) [N₀ γ(0, 3)]の4種類の発光スペクトルである。

放電電圧Va, 放電電流I, PM信号Ipt, レーザトリガ信号等は2台のデジタルオシロスコープDM(松下電器Vp-5741A, 100MHz)とDMS(LeCroy, 9354C, 500MHz)で計測する。

3. 実験結果と検討

<3.1> 火花破壊特性とコロナモード

図2は、棒電極直径Φの異なる場合でのコロナ開始電圧V_{sc}, グローコロナ遷移電圧V_g, そしてレーザー照射の有無による火花破壊電圧(非照射V_fと照射V_{Lf})のギャップ長さDによる変化を示す。コロナ放電開始の放電形式は、過渡的なバーストコロナからストリーマコロナへ遷移するものである。さらに、僅かに電圧増加すると、ストリーマコロナは視覚的

(a) 棒電極直径Φ=0.1cmの場合

(b) 棒電極直径Φ=0.3cmの場合

図2. 火花破壊特性とコロナモード

Fig. 2. Sparkover characteristic and corona mode.

なグローコロナへ移行する。このグローコロナの出現により、火花破壊電圧V_fはコロナ安定化作用で不連続に増加する。

一方、コロナ安定化領域にレーザー照射した場合の火花破壊電圧V_{Lf}はV_fより大幅に低下する。また、ギャップ長の増加に伴うV_{Lf}の上昇には顕著な不連続性は認められない。この原因については後述するが、レーザー誘導ストリーマコロナの発生による。

<3.2> グローコロナ放電とレーザー誘導ストリーマコロナ

グローコロナ放電が存在する場合にレーザーを照射すると大気圧室空気中では高い確率でレーザー誘導ストリーマコロナを発生するが、乾燥空気では過渡的な単一のバーストコロナにとどまる⁽¹⁰⁾。

ここでは、大気圧室空気中のグローコロナ放電とレーザー誘導ストリーマコロナの関係を明らかにする。

(a) グローコロナ放電 図3は典型的なグローコロナ放電の発光形態(同図(a))と放電電流Iに対応するPMの光信号Ipt波形(同図(b))を示したものである。なお、同図(a)は単一バーストコロナから一連の5個までの時間積分したバーストコロナによる発光強度の増加を示したものである。

図3. グローコロナ電流波形に対応するコロナ発光

Fig.3. Corona luminescence corresponding to wave forms of glow corona current in the case of $V_a=25\text{kV}$, $\Phi=0.3\text{cm}$ and $D=2.0\text{cm}$.

この図から、視覚的なグローコロナ放電は、発光の周期的な発生と消滅を繰り返すコロナ開始時に発生するバーストコロナの発光形態と類似する。

しかし、空間電荷が存在しないコロナ開始時に出現するバーストコロナは、周期性が極めて乏しく、電流パルスの波

($V_a=20\text{kV}$, $\Phi=0.3\text{cm}$, $D=2.0\text{cm}$)

図4. グローコロナ放電の分光画像

Fig.4. Spectroscopic image of glow corona discharge.

高値も変動するものである。これに対して、このパルス性グローコロナの各バーストコロナ(図3 (b) 参照)は周期性を持ち、電流パルスの波高値の変動も少ない。よって、放電電流波形は、この周期的なバーストコロナによる電子電流のパルス成分とバーストコロナで発生した正イオンのドリフトによるイオン電流の定常成分とで構成される。

図4は高電界領域のパルス性グローコロナ発光を時間積分した分光画像(位置分解能 0.05mm)を示す。図中のRとZは放電ギャップの径方向と軸方向を与える。 N_2 の2nd positive band(0, 2) (電子の直接励起エネルギー 11.03eV)は他のバンドスペクトルに比べて最も強度が大きく、また棒電極近傍に広く分布する。 N_2^+ の1st negative band(0, 0) (N_2 の基底準位からの電子の直接励起エネルギー 18.7eV)は棒電極表面から約 0.05cm 以内で他のバンドスペクトルに比べて最も狭く分布する。 N_2 の γ band(0, 3)は N_2 分子の放電生成を示すと共に、 $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u, 6.2\text{eV}) + \text{N}_2(\text{X}^1\Sigma_g^+, 5.5\text{eV}) + \text{N}_2(\text{X}^1\Sigma_g^+)$ の反応から準安定励起分子 $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u)$ が存在することを示す。

なお、 N_2 の1st positive band(7, 4)は電子の $\text{N}_2(\text{X}^1\Sigma_g^+)$ からの直接励起($\text{B}^3\Pi_g, 7.35\text{eV}$)と $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u)$ からの間接励起等によると考えられる。

これらの典型的な分光画像の結果から、パルス性グローコロナの発光領域には、放電生成 N_2 分子と数 μs 以下(繰り返し周波数約 1MHz 以上)の短時間存在可能な準安定励起分子 $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u)$ が確認される。

(b) レーザ誘導ストリーマコロナ 大気中の一次ストリーマ p s の速度が $10^7 \sim 10^8\text{cm/s}$ と極めて高速のため、発生初期のストリーマを撮影することは観測システムの遅れにより困難であった。著者らは大気中の直流グローコロナ領域で、パルスレーザを照射して、容易にレーザ誘導ストリー

($V_a=25\text{kV}$, $\Phi=0.3\text{cm}$, $D=2.0\text{cm}$)

図5. レーザ誘導ストリーマコロナの流し写真

Fig.5. Streak photos of laser induced streamer corona.

マコロナを発生でき、撮影の遅れなく観測できることを見出した⁽⁶⁾。

図5は火花破壊を生じない場合での代表的なレーザ誘導ストリーマコロナの発光過程のイメージコンバータカメラでの流し写真(径方向視野の幅0.7cm)である。この図で時間の開始点($t=0$)は一次ストリーマpsの開始を意味する。一次ストリーマの発生とほぼ同時に棒電極先端付近に二次ストリーマssが形成される。psの平板電極の到達と同時にssは進展速度を急速に増加し、ギャップ中で進展を停止したのち約 $0.2\mu\text{s}$ 以内にその発光を弱め消滅する。その後 $1\mu\text{s}$ 以内に線条のグローチャンネルfpが形成進展し、ギャップ中で停止し、約 $200\mu\text{s}$ 経過したのちfpも消滅する。その後、パルス性グローコロナが再び形成される。

なお、図5には明確に認められないが、一次ストリーマの平板電極到達時に平板電極上に負グローngが形成される。

＜3.3＞ 空間電荷電界分布

放電ギャップ軸上の異なる位置Zをパルスレーザ照射してから一次ストリーマが誘導されるまでの時間遅れTd(Z)が計測される。このTd(Z)の関数を作成し、時間微分すると

(a) イオンドリフト空間の放電ギャップ軸上

(b) 電離空間を含む棒電極近傍

($V_a=20\text{kV}$, $\Phi=0.3\text{cm}$, $D=2.0\text{cm}$)

図6. ギャップ軸に沿って測定された空間電荷電界分布
Fig.6.Space charge electric field along the gap axis.

各位置での電子バーストのドリフト速度が導出できる。この時、電子バースト自体の空間電荷電界は無視できることを、 N_2/N_0 混合ガス中の静電界のみの空間でのレーザ誘導実験より確認している⁽¹¹⁾。従って、ドリフト速度 $V_d(Z)$ (cm/s)と電界 $E(Z)$ (V/cm)との関係式より空間電荷電界が導出される。

$$E(Z) = P \cdot [V_d(Z) / 1.0 \times 10^6]^{1.33} \quad (1)$$

ここで、気体圧力Pは 20°C 換算で単位はTorrである。

図6は実測した空間電荷電界と解析した静電界及び空間電荷電界の放電ギャップ軸上の分布を比較したものである。静電界は電荷重畳法で、また空間電荷電界は一次元モデル(正イオン移動度 $2.0\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)でそれぞれ数値解析した^{(9),(12)}。この放電ギャップ軸上のみを対象とした一次元モデルは、棒電極先端電界を常にコロナ開始電界に固定し、電離領域の厚さを無視したDeutschの仮定に基づくものである。

図6(a)はギャップ全空間を 0.1cm ごとに計測した空間電荷電界分布の結果である。 $Z=0.4\sim 2.0\text{cm}$ の正イオンドリフト空間の領域では実測と解析の空間電荷電界分布がよく一致する。図6(b)は電離領域を含む棒電極近傍($Z=0\sim 0.4\text{cm}$)の空間を 0.01cm (焦点のレーザスポット直径約 $60\mu\text{m}$)ごとに計測した空間電荷電界分布の結果である。この図から、電離領域($Z<0.1\text{cm}$)で、棒電極に向けて急激な空間電荷電界の上昇が認められる。また、この領域での空間電荷電界の実測と解析には大きな相違が存在する。

よって、電離領域を含む放電ギャップ全体の空間電荷電界を解析するには、放電生成粒子や拡散を考慮した精密な三次元モデルの開発が今後の課題である。

($V_a=30\text{kV}$, $\Phi=0.3\text{cm}$, $D=2\text{cm}$)

図7. レーザ誘導火花破壊過程

Fig.7. Sparkover development process by laser trigger.

図8. 一次ストリーマ平均進展電界とレーザー誘導最小火花破壊電界

Fig. 8. Primary streamer development average electric and minimum electric field required to the laser induced sparkover

3. 4> 火花破壊機構

(a) 火花破壊過程 図7は典型的なレーザー誘導火花破壊過程のイメージコンバータカメラによる撮影結果である。この同一電極条件 ($\Phi=0.3\text{cm}$, $D=2\text{cm}$) ではレーザー非照射時の火花破壊電圧 V_{f0} は 34kV であるのに対してレーザー照射時の最小火花破壊電圧 V_{Lf} は 23.5kV である (図2参照)。この図から明らかなように火花破壊する場合には図5の二次ストリーマ s_s が平板電極付近まで進展し、平板電極からの負ストリーマ n_s を誘発する。この s_s と n_s との橋絡により、棒電極と平板電極間にギャップの大部分を占める線条グローチャンネル f_p (陽光柱) と平板電極上の負グロー n_g からなる過渡グロー放電相が形成される。この時、放電電流は急激に低下し、火花直前で再び急上昇する。この過渡グロー放電相での火花移行は負イオンの励起分子による電子離脱と振動一並進 (V-T) 反応による気体加熱で起こるとの提案がなされている⁽¹³⁾。この中で火花破壊時間を決定する重要な点は過渡グロー放電相すなわち線条グローチャンネルに加わる平均電界である。

(b) レーザ誘導火花破壊平均電界 図8はコロナ開始電圧 V_{sc} とレーザー誘導最小火花破壊電圧 V_{Lf} をギャップ長 D で割って求めた一次ストリーマ平均進展電界 E_{sc} とレーザー誘導最小火花破壊平均電界 E_{Lf} を示す。棒電極直径に関わらず $E_{sc} \geq E_{Lf}$ の領域はコロナ開始から直接火花破壊に至る。 $E_{sc} < E_{Lf}$ の領域はパルス性グローコロナ放電状態でのレーザー誘導ストリーマコロナの発生により火花破壊を生じる。また、 E_{Lf} はギャップ長の増加 ($D=0.4 \sim 2.5\text{cm}$) により 14kV/cm から 12kV/cm へ僅かに減少するが、棒電極直径による相違は極めて少ない。

これらの結果から、短い不平等電界ギャップの大気中正極性直流火花破壊にはストリーマがギャップ橋絡したときに火花へ移行するための火花破壊平均電界の臨界値が存在することが判明した。なお、ストリーマのギャップ橋絡後

図9. 換算空間電荷電界分布の印加電圧と棒電極直径による変化

Fig. 9. Spatial distributions of the reduced space charge depending on the applied voltage and diameter of rod electrode.

の放電空間は空間電荷効果で線条グローチャンネルに印加電圧がほぼ均一に分布する。このために、火花破壊平均電界の臨界値は電極直径すなわち静電界の不平等性に強く依存しないと推測される。

(c) コロナ安定化作用と火花破壊 ここで、レーザー非照射の場合のコロナ安定化作用を伴う火花破壊はいかに発生するか、以下に空間電荷電界分布の計測結果に基づいて検討する。

図9は図6と同じ方法で計測した空間電荷電界 E を標準大気 20°C での気体圧力 $P=760\text{ Torr}$ で割って求めた換算空間電荷電界 E/P の棒電極近傍の分布を示す。ここで、 $D=2\text{cm}$ での静電界の不平等係数 (棒先端最大電界/ギャップ平均電界) は $\Phi=0.1\text{cm}$ と $\Phi=0.3\text{cm}$ の棒電極の場合、各々 27.7 と 10.7 である。よって、同一印加電圧での $\Phi=0.1\text{cm}$ の棒電極先端の最大静電界は $\Phi=0.3\text{cm}$ のものの約 2.59 倍である。また、大気圧空気の臨界換算電界 (電離係数と付着係数が等しい換算電界) は約 $32.5\text{V/cm} \cdot \text{Torr}$ である。

この図から、電離領域は棒先端に近づくにつれて電界が上昇し、臨界換算電界以上の値となる領域 ($E/P \geq 32.5\text{V/cm} \cdot \text{Torr}$ の領域) であると考えられる。また、印加電圧の上昇に伴い棒先端の換算電界は増加する。特に注目すべき点は $\Phi=0.1\text{cm}$ で $V_a=25\text{kV}$ の場合 ($V_f=30\text{kV}$)、換算静電電界より換算空間電荷電界が大きくなること (例えば、 $Z=0.1\text{cm}$ の位置で換算静電電界 $62\text{V/cm} \cdot \text{Torr}$ に対して換算空間電荷電界 $175\text{V/cm} \cdot \text{Torr}$ である) であるが、これは電離空間の気体温度を 20°C と仮定したことによる。

すなわち、火花破壊近くのパルス性グローコロナ放電の電離領域では電子のドリフト速度の上昇を与える電子エネルギーの増加が起こることを意味する。この電子エネルギーの増加の要因は気体温度の上昇による中性粒子密度の減少と準安定励起分子との電子の超弾性衝突 (衝突時に励起分子の内部エネルギーを電子が獲得) とが考えられる⁽¹⁴⁾。

従って、パルス性グローコロナ放電から火花放電への移行は間欠的に発生するバーストコロナが破壊ストリーマコロナへ転換できる電子なだれサイズへ成長する空間電荷電界を必要とする。特に、このストリーマへの転換を抑制する要因は電離領域と正イオンドリフト空間の境界($Z = 0.13 \sim 0.18 \text{ cm}$)に $15 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ 以下の換算空間電荷電界の最低値が出現することである。このことは強い電子付着作用が棒電極近傍で起こることを意味する。

4. まとめ

大気中の短い不平等電界ギャップでの正極性直流コロナ放電と火花破壊の放電機構が、パルスレーザの放電制御によって実験的に検討された。特に、高分解能での空間電荷電界分布の詳細な計測は本研究で最初になされたものである。

これらの研究で得られた主な結果は次のようなものである。

- (1) パルス性グローコロナ放電は、棒電極近傍で周期的に発生と消滅を繰り返すバーストコロナと正イオンのドリフト空間で構成される。
- (2) この周期的バーストコロナの発生する電離領域は、電離可能な空間電荷電界と放電生成NO分子が存在する。
- (3) レーザ誘導ストリーマコロナで一次ストリーマが平板電極へ到達し過渡グロー放電相が形成される。
- (4) この過渡グロー放電相から火花へ移行するための最小火花破壊平均電界が存在する。
- (5) レーザ非照射の火花破壊は、空間電荷電界、気体温度そして準安定励起分子の増加に起因した電子エネルギーの上昇で、電子なだれが破壊ストリーマへ転換するサイズまで成長することによる。
- (6) パルスレーザ照射では低い空間電荷電界でストリーマを誘発する理由は、電子数の多いレーザ電子バーストから電子なだれが形成され、そのサイズが増加することによる。

(平成12年6月23日受付, 平成12年9月13日再受付)

文献

- (1) Q. Vuhuu & R. P. Comsa: "Influence of Gap Length on Wire-Plane Corona", IEEE Trans. Power Appl. Syst., PAS-88, 10, 1462~1475 (1969)
- (2) M. Abdel-Salam, A. G. Zitoun & M. M. El-Ragheb: "Analysis of the Discharge Development of a Positive Rod-Plane Gap in Air", ibid, PAS-95, 4, 1019~1027 (1976)
- (3) 細川: 「空气中における直流コロナの放電機構に関する研究」, 学位論文(九州大学) (昭和52-9)
- (4) 山部: 「オゾンを作る」, 電学誌, 114, 10, 640~644 (平成6-10)
- (5) 大藤・柄久保・渡辺: 「非平衡プラズマを用いたNOx分

解処理における粒子生成に関する研究」, 電学論, 119-A, 12, 1416~1420 (平成11-12)

- (6) 楊・生澤・西嶋: 「大気中正極性直流グローコロナ放電からのレーザ誘導ストリーマコロナの生成過程」, 同上, 118-A, 2, 190~191 (平成10-2)
- (7) K. Hidaka: "Progress in Japan of Space Charge Field Measurement in Gaseous Dielectrics Using a Pockels Sensor", IEEE Elect. Ins. Magazine, 12, 1, 17~28 (1996)
- (8) 西嶋・楊・生澤: 「YAGレーザによる気体絶縁体の空間電荷電界計測」, 福岡大学工学集報, 第64号, 35~40, (平成12-3)
- (9) 山部・中村・堀井: 「レーザを利用した誘雷技術」, 応用物理, 61, 7, 718~721 (平成4-7)
- (10) 生澤・佐藤・楊・西嶋: 「空气中直流火花破壊特性に与える成分ガス効果とレーザ制御性能」, 電学論, 119-A, 6, 884~890 (平成11-6)
- (11) 佐藤・生澤・西嶋: 「N₂/NO混合ガス中でのレーザ誘導バーストコロナの発生機構」, 平成11年度電気関係学会九州支部連合大会論文集, 163, 63 (平成11-10)
- (12) 河野・宅間: 「数値電界計算法」, コロナ社, (昭和55-11), 193~197
- (13) G. V. Naidis: "Simulation of Streamer-to-Spark Transition in Short Non-uniform Air Gaps", J. Phys.; Appl. Phys., 32, 2649~2654 (1999)
- (14) 佐藤・生澤・西嶋: 「定在グローコロナ放電の実効電離係数」, 平成11年電気学会全国大会講演論文集[1], 49, 65 (平成11-3)

楊 建波

(学生員) 1968年2月28日生, 90年東北電力学院大学(中国)卒業, 91年富士電機(株)にて1年間研修, 92年10月山東省電力設計院に入社。99年3月福岡大学大学院工学研究科修士課程修了。同年4月同大学院工学研究科博士後期課程入学, 現在に至る。主として、レーザトリガ法による直流放電メカニズムの研究に従事。

生澤 泰二

(正員) 1953年2月8日生, 77年3月福岡大学工学部電気工学科卒業。同年4月同大学工学部副手, 79年4月同大学助手, 現在に至る。この間、主として高電圧・放電現象とレーザ応用技法に関する研究に従事。

西嶋 喜代人(正員) 1950年3月3日生, 72年3月関東学院

大学電気工学科卒業。74年3月慶應義塾大学大学院修士課程修了。78年3月九州大学大学院工学研究科博士課程単修退。同年4月同大学工学部助手。80年4月福岡大学工学部講師, 82年4月同大学助教授, 91年4月同大学教授, 現在に至る。工学博士。84年4月

～85年3月英国ストラスクライド大学客員研究員。この間, 主として長ギャップ放電および放電プラズマの制御と応用の研究に従事。電気設備学会, IEEE会員。