

レーザー生成プラズマを用いた高温ガス絶縁特性の評価

学生員 縄田 能久* 学生員 原野 孝幸*
 正員 大塚 信也* 正員 趙 孟佑*
 正員 八重樫祐司** 正員 植田 俊明***
 非会員 藤江 栄治**** 正員 匹田 政幸*

High Temperature Insulation Property Study using Laser-Produced Plasma

Yoshihisa Nawata*, Student Member, Takayuki Harano*, Student Member, Shinya Ohtsuka*, Member,
 Mengu Cho*, Member, Yuji Yaegashi**, Member, Toshiaki Ueda***, Member,
 Eiji Fujie****, Non-member, Masayuki Hikita*, Member

Sulfur hexafluoride (SF₆) gas has become the most widely used gas insulator in high voltage equipment. But it has global warming effect. The search for alternative insulating gases is carried out all over the world. In order to use alternative gas for the circuit breaker, it is necessary to acquire the insulating property at high temperature. To study the property of insulating gases at high temperature, we use laser-produced plasma to simulate the arc discharge. The use of laser-produced plasma enables us to collect the experimental data easily via controlled experiments. In this paper, we report the results of basic experiments carried out to verify the new experimental system. We have measured spark-over voltage, neutral gas density, and optical emission spectra of CO₂ and N₂. From the measurements, relationship among spark-over voltage, gas density, and temperature has been derived.

キーワード：レーザー生成プラズマ，破壊電圧，中性粒子ガス密度，分光測定

Keywords: laser produced plasma, sparkover voltage, and neutral gas density, optical spectrum

1. はじめに

現在まで六フッ化硫黄 (SF₆) ガスは、その優れた絶縁性能などから、ガス電力機器の絶縁媒体として広く使われてきた。しかしながら、SF₆ は CO₂ の 23,900 倍の温暖化係数をもち、COP3 (地球温暖化防止京都会議) において規制対象ガスに指定された。このような背景の下、SF₆ に代わる絶縁ガス媒体が要求されており、安価で環境に比較的易し

い CO₂ や N₂ などが代替ガスとして考えられている⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾。

ガス遮断器 (GCB) でアークが発生した際の導電状態から絶縁状態への制御は、高温アークプラズマから低温絶縁状態への移行により行われる。しかし、高温状態においては化学組成の変化などが遮断能力の判断を複雑にしている。現在のガス遮断器等の絶縁設計は実機試験に頼る部分が大い。これは多大な費用と時間、労力を費やすものであり、新絶縁ガス適応への動きはいまだに少ない。

本研究の目的は高温絶縁ガス状態における絶縁能力評価を効率よく行う方法を開発することである。そこで我々は、任意の高温ガス状態を作り出すためにレーザー生成プラズマを用いる。レーザーを用いると任意の場所、時間に所定の密度・温度のプラズマを再現性よく作り出せるため、その利点を利用してアークプラズマを模擬し、効率的に実験を行おうというものである。これによって、電力機器の絶縁設計を効率よく低コストで行うことができる⁽⁵⁾⁽⁶⁾。

図 1 にレーザーをガス中の電極間に集光させた後のガス状態の変化を定性的に示す。照射開始から数 ns 以内に、ガス電離によってプラズマが発生する。プラズマ生成後、密度と温度の組み合わせで定義される電極間のガス状態は、刻一刻と変化していく。プラズマ生成はレーザー照射中から始

* 九州工業大学
〒 804-8550 北九州市戸畑区仙水町 1-1
Kyushu Institute of Technology
1-1, Sensui, Tobaa-ku, Kitakyushu 804-8550

** 東北電力 (株)
〒 981-0952 仙台市青葉区中山 7-2-1
Tohoku Electric Power Co., Inc.
7-2-1, Nakayama, Aoba-ku, Sendai 981-0952

*** 中部電力 (株)
〒 459-8522 名古屋市長区大高町字北関山 20-1
Chubu Electric Power Co., Inc.
20-1, Kitasekiyama, Ohtaka, Midori-ku, Nagoya 459-8522

**** 中国電力 (株)
〒 739-0046 東広島市鏡山 3-9-1
Chugoku Electric Power Co., Inc.
3-9-1, Kagamiyama, Higashi Hiroshima 739-0046

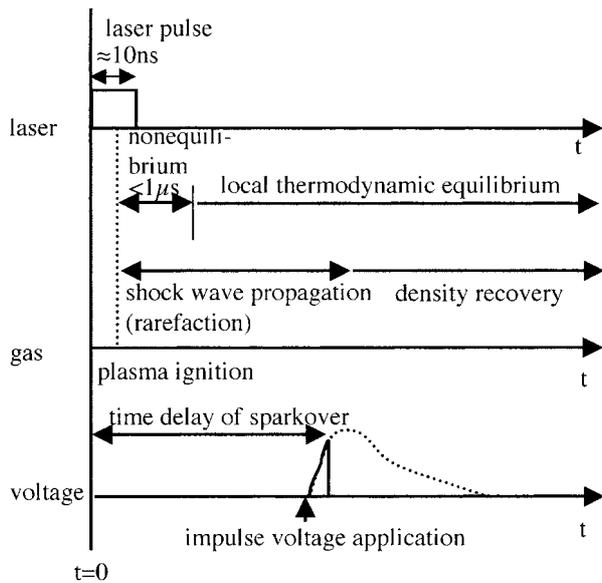


図1 レーザ照射後のタイムチャート
Fig. 1. Time chart after laser irradiation.

まり、照射後しばらくたっても電子エネルギーがイオン、原子、分子等の重粒子のエネルギーに移動する非平衡過程が続く。非平衡過程の継続時間は衝突によるエネルギー緩和時間から見積もられるが、本研究で対象とする代表的な温度 (1 eV)⁽⁶⁾ と電子密度 (10^{23} m^{-3})⁽⁷⁾ とでは $1\mu\text{s}$ もかからない (文献 (8) の 6.120 式より)。一方、高温プラズマの熱エネルギーは、ガスの運動エネルギーに転化し、プラズマを中心とした衝撃波が発生して、 1 km/s 程の速度⁽⁶⁾ をもって衝撃波が広がると共に、プラズマ周辺のガス密度は急激に減少する。

プラズマ中心部の温度は、衝撃波と輻射がエネルギーを外部に持ち出すと共に急速に低下していく。一方、ガス密度も、衝撃波によってガス粒子が外側に押し出されると共に減少していく。プラズマ生成後のガスの絶縁破壊電圧はガス状態の変化と共に変化していく。本研究では、レーザ照射後のある遅れ時間経過後に、インパルスジェネレータより高電圧を電極間に印加して破壊電圧を評価する。レーザ照射から電圧印加までの遅れ時間を変えることで、電圧印加された時のガス状態に対応した絶縁破壊電圧を取得できる。

各ガス状態に絶縁破壊電圧を対応させることができれば、即ち密度と温度で規定される2次元平面上で絶縁破壊電圧をプロットできれば、ガス状態により絶縁破壊電圧がどのように変化するかを知ることができる。遮断器内のアークプラズマは、電流零点以降急速に冷却され、電極間ガス密度の回復とも相まって絶縁耐圧が急速に回復する。電圧回復時の再点弧を防ぐには、零点以降のガス状態での耐圧以下に電極間電圧を抑えないといけない。本研究の最終目標は、高温ガス状態と破壊電圧を関連づける基礎的データベースを構築することにある。零点以降の遮断器内のガス状態を知ることができれば、作成されたデータベースと参照して

機器の絶縁設計を行うことが可能となる。

本研究でのレーザ生成プラズマの発生後のガス状態の履歴は必ずしも遮断器での零点以降のアークプラズマの履歴と一致しない。一致はしないものの、2次元平面上のデータベースを作ってあれば、電流零点時の温度、密度に相当するガス状態は2次元平面上のどこかに存在し、そこからアークプラズマの履歴を2次元平面上で再現することは可能である。空間の任意の点に任意のタイミングで再現性よく高温ガスを作成可能というレーザ生成プラズマの利点を考慮すれば、そのようなデータベースを作る上で、本研究で開発する高温ガス状態の絶縁特性の評価システムが、手軽に効率良くシステムティックに膨大な実験データを蓄積していくことを可能にする。

本報告では、基礎実験として室温 0.1 MPa の初期状態をもったガス中の球-半球電極ギャップ間にパルス発振 YAG レーザを集光してプラズマを生成させて、絶縁破壊電圧特性とガス状態測定を行った結果について述べる。

2. 計測方法

2.1 絶縁破壊電圧測定 プラズマ生成後から任意の時間における破壊電圧の測定方法について述べる。図2に実験装置図を示す。パルス半値幅 7 ns の YAG レーザ (HOYA Continuum 製) の基本波 ($\lambda = 1064\text{ nm}$) を、チャンパー内部に配置した平凸レンズ (BK7, $f = 25\text{ mm}$) を用いて集光し、電極間中央部にプラズマを生成する。電極間へのインパルス電圧印加は、インパルスジェネレータ (以下 I.G, 東京変圧器 JEC-2291) を用いて行う。測定の流れとしては、基準となるレーザの発振信号をパルスジェネレータ (以下 P.G, LeCroy9210) に送り、P.G によって任意の遅れ時間を作る。その信号を I.G に送り、インパルス電圧を印加する。電極間電圧は $200:1$ の抵抗分圧器を介して測定した。

電圧波形は $1.2\mu\text{s}$ の波頭長と $50\mu\text{s}$ の波尾長をもつが、電極間で絶縁破壊が起きると電圧は裁断された波形となる。まずレーザを照射しない時に波高値付近で破壊が生じるような波高値を調べた。その後、レーザ照射をした場合について、前述の波高値をもった雷インパルス電圧を印加した。インパルス電圧が波高値に達するまでに裁断された時に、その直前の瞬時値を絶縁破壊電圧とした。電圧はレーザ照射から破壊までの時間遅れを変えて各 10 回印加して平均値をとった。レーザ照射から破壊までの遅れにバラつきはあるものの、それらは $1\mu\text{s}$ より小さい。各測定の間は2分間の休止時間をおいた。初期電子不足によるデータのバラつきを防ぐため、電極間に Hg-Xe ランプ (浜松ホトニクス, 200 W) からの紫外光を常に照射した。

2.2 ガス状態測定 プラズマ生成後から任意の時間における中性粒子ガス密度と温度の測定方法について述べる。図3に中性粒子ガス密度、図4に温度測定のための実験装置図を示す。

中性粒子ガス密度の測定に関しては、He-Ne レーザ (Melles Griot, $\lambda = 632.8\text{ nm}$) によりマッハ・ツェンダー干

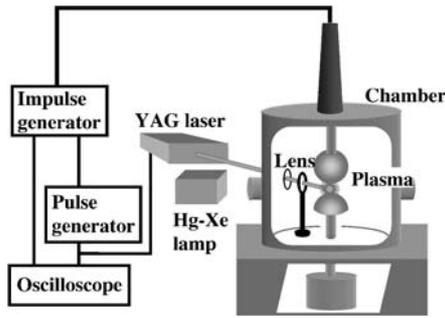


図2 実験装置図(絶縁破壊電圧測定)

Fig. 2. Experimental setup for sparkover voltage measurement.

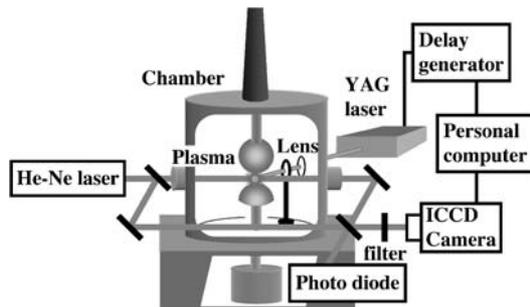


図3 実験装置図(中性粒子ガス密度測定)

Fig. 3. Experimental setup for neutral gas density measurement.

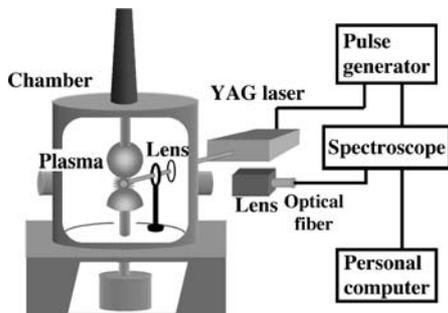


図4 実験装置図(発光スペクトラム測定)

Fig. 4. Experimental setup for optical emission spectrum measurement.

渉計を構築し、プラズマ生成時に生じる密度変化を干渉縞の位相差により計測する。衝撃波の影響を広い範囲で観測するため、シリンドリカルレンズを用いて、直径3mmのHe-Neレーザのビームを6mm×3mmの楕円形のビームに変換した。2次元画像取得のためICCDカメラ(HAMAMATSU, C5987)を使用し、併せて、オシロスコープ(Tektronix, TDS380P)につないだフォトダイオードにより、光強度変化の時間波形を取得した。測定手順は、破壊試験と同様に、基準となるレーザ発振信号をP.Gに送り、任意の遅れ時間を作る。その信号をICCDカメラに送り、任意のゲート幅の画像取得を行う。フォトダイオード波形取得は、レーザ発振信号をオシロスコープのトリガーとしている。温度計測のために、プラズマ生成時の発光スペクトラム

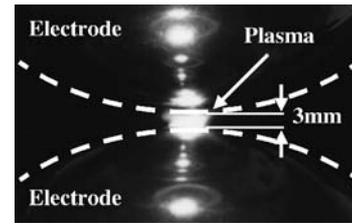


図5 電極間に生成されたレーザ生成プラズマの写真

Fig. 5. Photograph of laser-produced plasma between electrode gap.

を、分光器(HAMAMATSU,ゲート付LIC8808-01)を用いて取得した。レーザ発振信号をディレイ/パルスジェネレータ(以下D.G, SRS, Model DG535)に送る。D.Gは、レーザ発振信号が入力されると、2つの信号を分光器に送る。1つは、信号入力と同時にTTL信号を出力し、分光器を測定待機状態にする。もう1つの信号は、任意の遅れ時間後にECL信号を出力する。このECL信号が入力されると、分光器は所定の時間だけゲートを開放し、発光スペクトラムを取得し、SCSIを通してパソコンに取り込む。

ガス状態が局所熱平衡に達していれば、発光スペクトラムの各ラインのピーク値の強度分布をとって温度を計算できる。残念ながら今回使用した分光器の波長分解能が0.75nmと低いため、その手法による温度導出は困難である。そこで、発光スペクトラムから粒子種を特定して、それらの粒子種が支配的となる温度範囲を導出した。

電極は球半球電極(曲率半径100mm)を用いた。電極間をプラズマで満たすことで、高温ガスができるだけ電極間全体に行き渡るように、電極間ギャップを3mmに設定した。図5にレーザ生成プラズマの写真を示す。この図より、電極間をプラズマが満たしていることが確認できる。ガス状態の測定は電極間の中心点を対象として行った。試験ガスの圧力は0.1MPaとし、YAGレーザのエネルギーは400mJに設定した。試験ガスはCO₂ガスとN₂ガスを用いたが、破壊試験において比較のため、SF₆ガスも用いた。

3. 計測結果

3.1 絶縁破壊電圧 まず、測定システムを検証するために、絶縁破壊電圧がよく知られているSF₆ガスにおいて破壊試験を行った。図6に絶縁破壊電圧特性を示す。チャンバー内の圧力は0.1MPaであり、この時の雷インパルス電圧の波高値は32kVである。横軸はレーザ発振から破壊が起こるまでの遅れ時間を示しており、縦軸は雷インパルスに対する絶縁破壊時の瞬時値である。エラーバーは10回の測定中の最大、最小値である。図より、レーザ照射から約20μsまで破壊電圧は低下し、それ以後、破壊電圧は回復している。

レーザプラズマが生成されると、衝撃波の発生・進展に伴い電極間ガス密度が低下する。本研究で対象としているガス密度と電極間距離はパッシェンカーブの右側の領域に

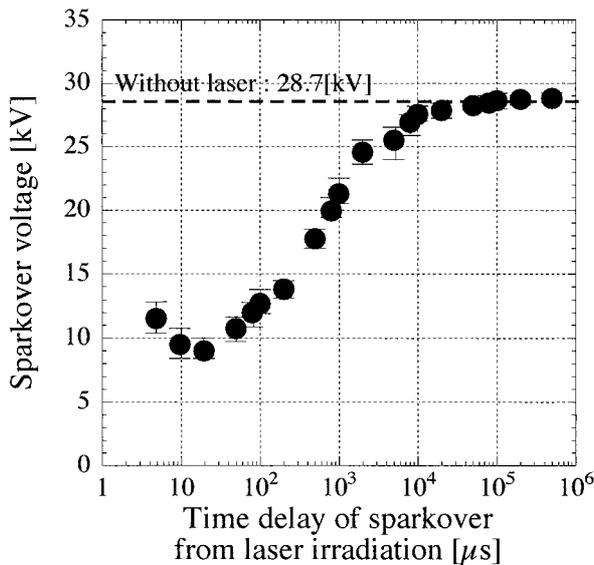


図6 絶縁破壊電圧特性 (SF₆ gas)

Fig. 6. Sparkover voltage of SF₆ against the time delay from laser irradiation.

表1 レーザ非照射時の各ガスの絶縁破壊電圧値の比較

Table 1. Sparkover voltage without laser irradiation.

	SF ₆ gas	CO ₂ gas	N ₂ gas
V _{s.o} [kV]	28.7	11.5	12.3
(E/N) _B [V·m ⁻²]	3.89×10 ⁻¹⁹	1.56×10 ⁻¹⁹	1.67×10 ⁻¹⁹

相当するが、ガス密度の低下は破壊電圧を低下させる方向に働く。一方局所熱平衡状態の達成後は、ガス温度は低下してくが、これにより破壊電圧は上昇していく。レーザー照射から 20 μs まで破壊電圧が低下したのは、ガス密度低下の影響が上回ったため、その後上昇に転じているのは、温度低下の影響が上回りだしたためと思われる。

実験結果から、100 ms 後において、破壊電圧は、プラズマを生成しない場合の破壊電圧と一致する。プラズマを生成しない時の換算電界値 (E/N)_B (= 3.89 × 10⁻¹⁹ V·m⁻²) は、文献 (9) にある臨界電界 (E/N)_{cr} (= 3.63 × 10⁻¹⁹ V·m⁻²) の約 1.07 倍であった。これは、理論値に近い条件での測定が可能であることを示している。

次に、CO₂ ガスや N₂ ガスにおいて、絶縁破壊電圧測定を行った。表 1 に、レーザーを照射しない時の各ガスの破壊電圧値の測定結果をそれぞれ示す。この時の雷インパルス電圧の波高値は 20 kV である。この表より、CO₂ ガスの絶縁耐力が、今回使用したガス中では最も低く、SF₆ ガスの 40% 程度の値を示すことがわかる。また、N₂ ガスにおいては、CO₂ ガスの絶縁耐力より多少高いものの、SF₆ ガスの 43% 程度の値であった。

図 7 に、各ガスの比較として、レーザーを照射しない場合の破壊電圧を 1 として規格化した破壊電圧を示す。この図より、各ガスともにレーザー照射から 20 μs において絶縁破壊電

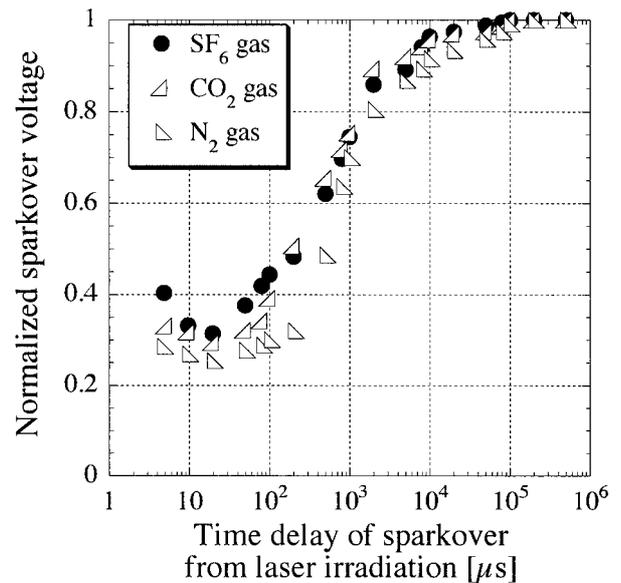


図7 規格化した絶縁破壊電圧特性

Fig. 7. Normalized sparkover voltage against the time delay from laser irradiation.

圧が最小の値を示し、レーザーを照射しない破壊電圧に比べ、約 3 割以下まで低下している。また、20 μs 以降の回復においては、SF₆ ガスが 20 μs から急激に回復しているのに対し、CO₂ ガスでは 80 μs から、N₂ ガスでは最も遅く 200 μs から急激に回復している。また、CO₂ ガスでは 100 ms 後に、N₂ ガスでは 200 ms 後に破壊電圧が回復した。

ガスの絶縁能力の回復の違いは、それぞれの熱伝導率の違いによりプラズマにより暖められたガスの冷却速度が異なることと、プラズマ生成時の衝撃波の影響により希薄化された電極間の中性粒子ガス密度の回復速度が異なることの 2 つの理由が考えられる。

3.2 ガス状態

(1) 中性粒子ガス密度 図 8 に ICCD カメラにより取得した各遅れ時間後の干渉縞の変化の画像を示す。ICCD カメラのゲート時間は、50 ns である。また、He-Ne レーザのビームは、横 6 mm、縦 3 mm の楕円形であり、電極間中央部、即ち、プラズマ生成箇所を中心を通るように設定を行った。図 8(a) から、プラズマ生成直後の 1 μs では干渉縞が激しく変化しており、衝撃波の影響により中性粒子ガス密度が減少しているものと思われる。この干渉縞の変化は時間が経過して衝撃波が進展するとともに広がり、ビーム径全体としての変化になる (図 8(b) 参照)。その後、徐々にその変化は和らぎ、一部の局所的変化へ移行し (図 8(e) 参照)、5 ms 後においては干渉縞の変化は殆ど消失している。これは、中性粒子密度の分布がレーザー照射前の状態に戻ったことを意味する。これらの結果は、以前にシャドウグラフ法を用いて衝撃波面の進行距離を測定した結果⁽¹⁰⁾と一致している。

プラズマ生成直後においては、干渉縞は上下のどちらか一方に変化し、衝撃波が通過した後は、希薄化状態が続き、

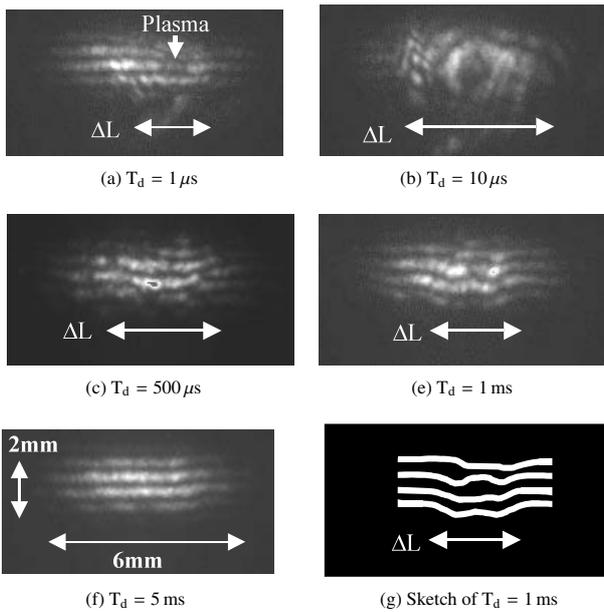


図 8 各遅れ時間での干渉縞の画像

Fig. 8. Interference fringes at each delay time from laser irradiation.

その変化は継続する。希薄化が進めば、干渉縞は更に移動し、希薄化が和らぐとともに、縞の変化は逆方向に移行する。そのため、同時取得していたフォトダイオードの出力信号の強度は、中性粒子ガス密度の変化成分 $\Delta\phi$ が π を超える毎に反転を繰り返す振動波形が生じる。この干渉縞の移動方向を考慮しフォトダイオードの信号波形の補正を行うことで、中性粒子ガス密度の線積分値の導出が可能となる。以下の位相差の式を用いることにより、中性粒子ガス密度の線積分値の導出を行った⁽¹¹⁾。

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} K_n [n_n(x, z, t) - n_{n0}] dx \dots\dots\dots (1)$$

但し、 n_0 は初期状態の密度、 K_n は中性粒子ガス密度の比屈折率であり、632 nm の波長と $K_n = 1.2 \times 10^{-29} [\text{m}^3]$ を用いて解析を行った。また、 x は He-Ne レーザの光軸方向 (図 8 の紙面に垂直な方向) であり、 z は電極間の軸方向 (図 8 の縦方向) である。

レーザ照射直後はプラズマからの強い発光がラインフィルターをすり抜けてフォトダイオード信号に重畳してしまうため、線積分値を導出するにあたっては、ガス密度分布が初期状態に戻る数十ミリ秒後から、時間を逆に辿って位相差を計算した。このようにすることで、レーザ照射直後に存在している電子による位相のずれがもたらす誤差についても、その影響を最小限にとどめることができる。図 9 に、導出した中性粒子ガス密度の差の線積分値を示す。横軸はプラズマ生成からの遅れ時間、縦軸は中性粒子ガス密度の差の線積分値である。室温、0.1 MPa のガスでは $n_{n0} = 2.5 \times 10^{25} [\text{m}^{-3}]$ である。この図から、中性粒子ガス密度の線積分値と初期密度の差は、衝撃波の影響により、約 $6 \times 10^{22} [\text{m}^{-2}]$ まで増加し、それ以後、徐々に減少

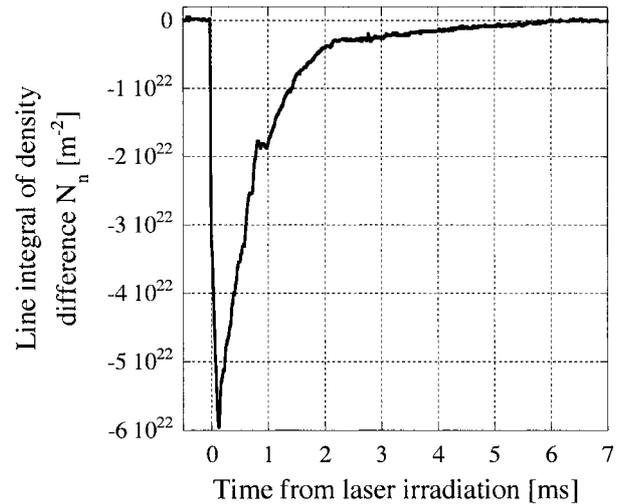


図 9 電極間中心の中性粒子ガス密度の線積分値 (CO₂ ガス)

Fig. 9. Line integral of neutral gas density at the center of electrode gap for CO₂ gas.

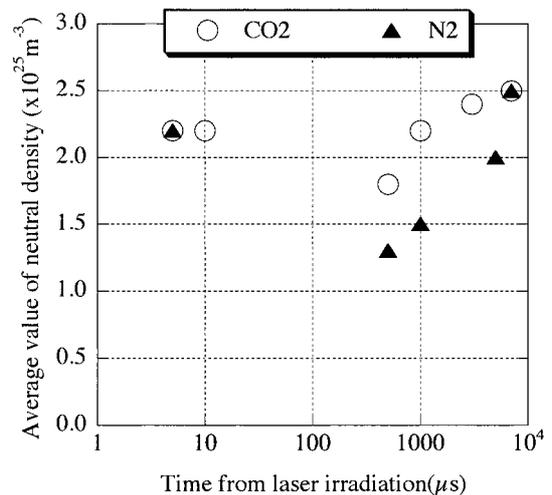


図 10 各遅れ時間における中性粒子ガス密度

Fig. 10. Average values of neutral gas density at each delay time from laser irradiation.

しているのが見て取れる。

実際に我々が求めたいものは、電極間の中性粒子ガス密度の変化である。そのため、密度変化の伝播距離 ΔL を知る必要がある。ここで使用する伝播距離 ΔL は、中性粒子ガス密度が変化している空間の大きさであり、図 8 の干渉縞の画像で干渉縞が歪んでいる区間の距離により導出できる。図 8 より、伝播距離 ΔL は、衝撃波が広がるとともに増加し、10 μs 後には楕円形のビーム径の外へ広がる。さらに時間が経過すると、伝播距離 ΔL は減少し、500 μs 後にはビーム径内に戻ってくる。

図 10 に、CO₂、N₂ ガスにおいてガス密度の算出を行った結果を示す。この図にプロットされた各点を算出するのに用いた伝播距離 ΔL_{ave} の値は、各時間の 10 枚の画像から得られた値の平均であり、これらの値で線積分値を割って、

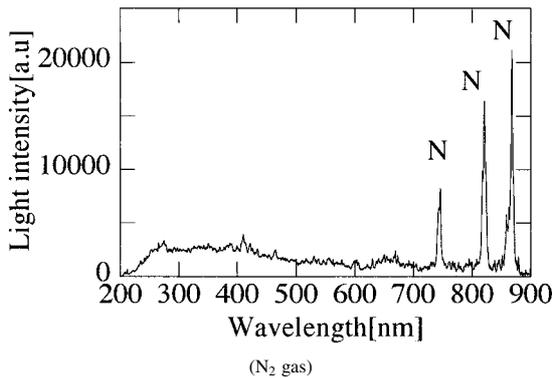
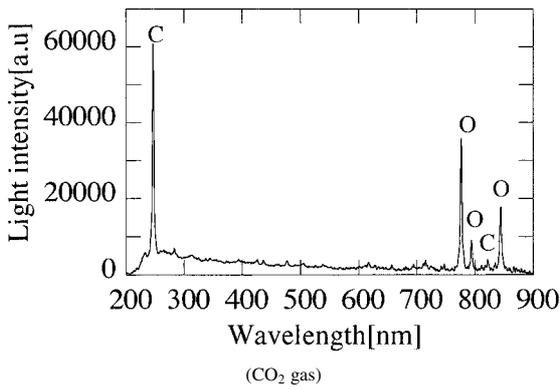


図 11 発光スペクトラム (Delay time ; 1 μs)

Fig. 11. Emission spectrum (Delay time; 1 μs).

表 2 特徴的な原子スペクトルライン

Table 2. Typical spectrum lines.

Atom	C	O	N
Wavelength[nm]	247.85, 833.52	777.19, 844.62	756.83, 821.63

平均の中性粒子ガス密度を算出した。図 10 より、プラズマ生成後、中性粒子ガス密度は減少し、500 μs では、レーザー照射前 ($2.5 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$) に比して、CO₂ ガスでは 75%、N₂ ガスでは 50%程度まで回復し、それ以後、徐々に回復しているのがわかる。しかしながら、この図には、ビーム径の大きさの限界のため伝播距離 ΔL の導出ができなかった範囲の値 (CO₂; 10 ~ 500 μs, N₂; 6 ~ 500 μs) は含まれておらず、今後、これらのデータを補完する必要がある。

(2) ガス温度 図 11 に、レーザー照射から 1 μs 後の分光スペクトラムを示す。この図より、プラズマ生成直後の発光スペクトラムは、表 2 に示すような波長を持つ原子からの発光が見取れる。データベース⁽¹²⁾を使って、スペクトルラインの同定を行ったところ、これらのスペクトルは全て原子からの光であり、励起準位が 10 eV と比較的低く、放出係数も他のスペクトルに比べ高いことがわかった。図 12 に 5 μs 後のスペクトラムを示す。この図より、分子ラインと原子ラインが混在した状態になっているのがわかる。レーザー照射から 5 μs 後の分光スペクトラムが、CO₂ と N₂ 共に原子ラインと分子ラインの強度が最も拮抗したものととなっている。図 13 に 10 μs 後のスペクトラムを示す。

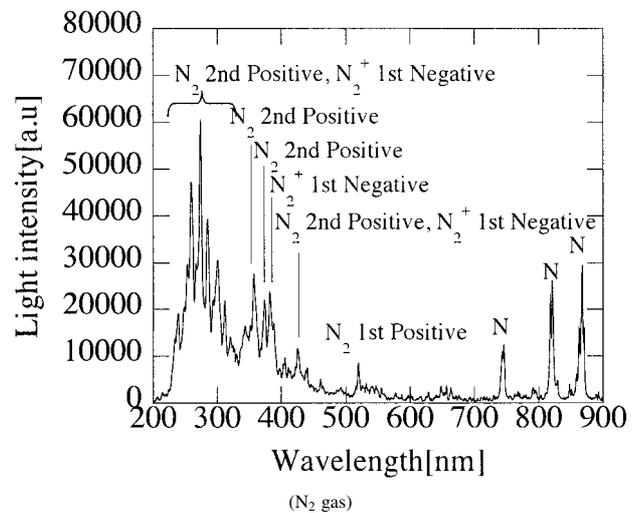
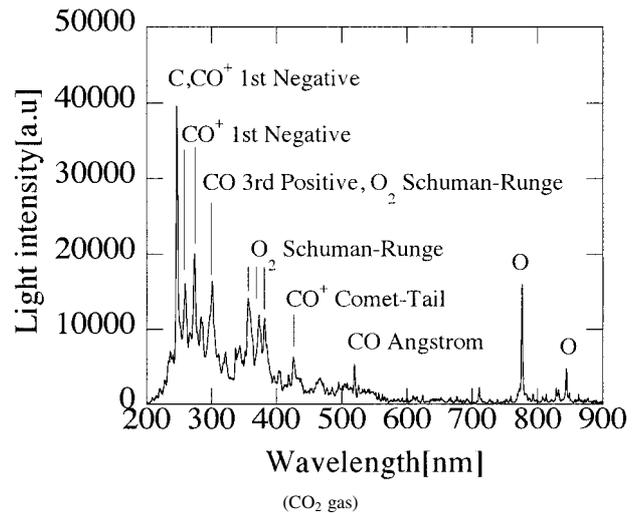


図 12 発光スペクトラム (Delay time ; 5 μs)

Fig. 12. Emission spectrum (Delay time; 5 μs).

レーザー照射から 10 μs 経つと、原子ラインの多数がほとんど見られず、分子遷移からの発光⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾が支配的となる。更に 10 μs 以降では、全体的なスペクトラムの形は図 13 と同様ながら、全体的に強度が低下していく。

図 14 に N₂ ガスの粒子組成を示す。このガス組成は、化学平衡を仮定して計算したものであり⁽¹⁵⁾、解離前の低温での密度が $2.2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ (図 10 に示したレーザー照射後 5 μs 後に相当)を仮定したものである。図 12 より、N₂ ガス 5 μs 後には、原子ラインと分子ラインがほぼ拮抗した状態にある。N 原子の 868.0 nm のスペクトル放出係数 (アインシュタインの A 係数) は $2.5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ であり⁽¹²⁾、N₂ 分子の 2nd Positive Band (357 nm) の同係数は $2.7 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ である⁽¹³⁾。縮退度の違いを無視すれば、ライン強度が等しいならば、発光の元となっている粒子密度の比は、放出係数と波長の比を使い、以下の式で与えられる。

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{A_2 \lambda_1}{A_1 \lambda_2} \dots \dots \dots (2)$$

但し、 n_1, n_2 は粒子種 1 と 2 の密度、 A_1, A_2 は各々の A 係数、 λ_1, λ_2 は各々の波長である。

これより, N 原子と N₂ 分子の密度比は 0.24 となる。図 14 の粒子組成図で N 原子と N₂ 分子の密度比 0.24 となるのは 7000 K である。厳密には縮退度の違いを考慮しないとイケないので, それらの誤差が最大で一桁程度あると仮定すると, N 原子と N₂ 分子の密度が一桁の範囲内で等しくなるのは, 6500 K から 8500 K の間であり, レーザ照射後 5 μs

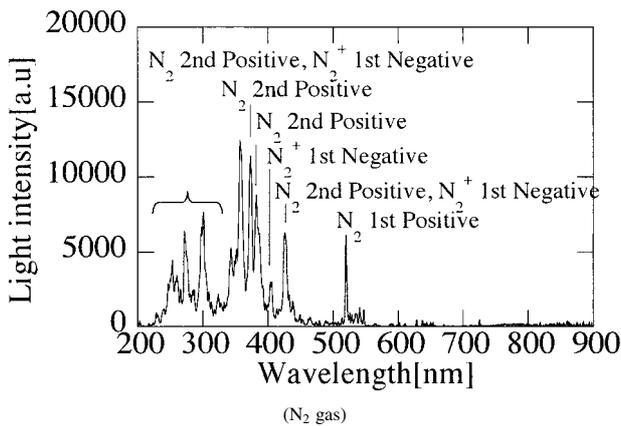
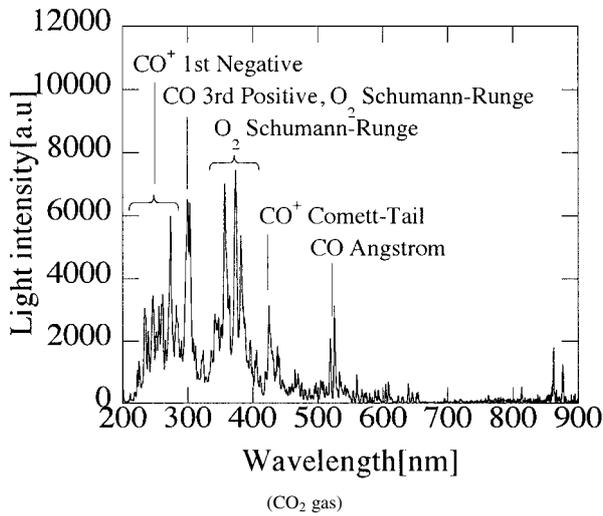


図 13 発光スペクトラム (Delay time ; 10 μs)
Fig. 13. Emission spectrum (Delay time; 10 μs).

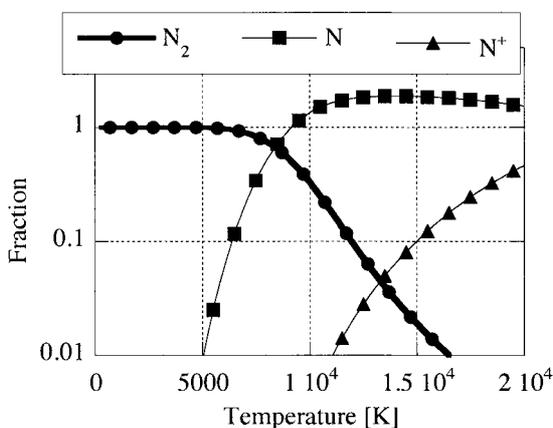


図 14 N₂ ガスの粒子組成
Fig. 14. Equilibrium composition of N₂ gas.

では電極間のガス密度はこの範囲内にあると言える。同等のことを CO₂ においても行った結果, CO₂ の場合, レーザ照射後 5 μs では 6000 K ~ 8000 K の間の温度をもつことがわかった。ただし, CO₂ の場合は分子遷移係数がわかっていないため, あくまで参考値である。

図 13 に示すレーザ照射後 10 μs では, 原子ラインが消え分子ラインが支配的になっていることから, ガス温度は解離前の温度を持つと考えられ, N₂ で 5000 K 以下, CO₂ で 3000 K 以下となっている。

4. まとめ

本研究では, レーザ生成プラズマを利用した高温ガスの絶縁能力評価方法の開発を行った。レーザ照射により電極間にプラズマを生成後, 任意の時間において高電圧を印加することで, 各時間における絶縁破壊電圧を再現性よく取得することができた。

プラズマ生成後のガス状態測定を行った。中性粒子ガス密度に関しては, マッハ・ツェンダー干渉計を使用して測定した。ICCD カメラによる 2 次元画像の取得結果から, 中性粒子ガス密度が一様になるにはプラズマ生成後数ミリ秒を必要とすることがわかった。また, 一部時間帯において中性粒子ガス密度の導出を行うことができた。温度測定に関しては, 本実験系により, 温度導出に必要な発光スペクトラムの取得が可能であることがわかった。また, 平衡組成図を用いることにより温度を導出できた。

図 15 は, CO₂ ガスと N₂ ガスの試験結果を 3 次元プロットしたグラフである。この図からわかるように, 両ガスともにプラズマ生成直後では, 初期状態に比べ, 高温で低密度であることがわかる。時間が経過するとともに, 温度は低下し, 密度は回復し, 定常状態へ移行する。よって, プラズマ状態と破壊電圧との関連性は, 各点を通過する曲線

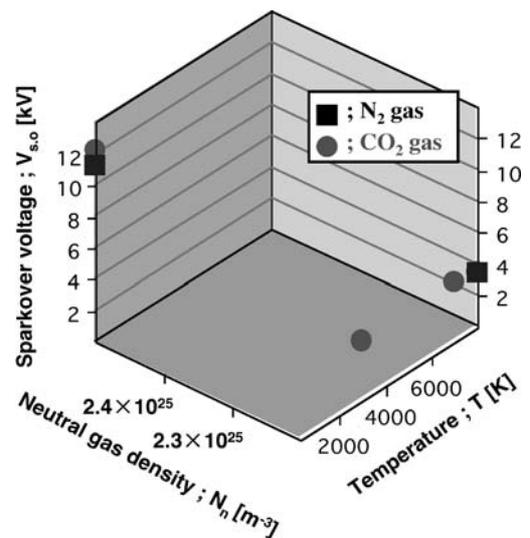


図 15 温度・密度・破壊の関係 (CO₂, N₂ ガス)
Fig. 15. The relationship among temperature, neutral gas density, and sparkover voltage (CO₂, N₂ gas).

によって定義されるものだと考えられる。

今後の課題としては、電極間の電界方向のガス密度分布を計測してガス密度測定を精度を上げると共に、電極間状態がなるべく一樣になる方策を考えることである。また、分光器の波長分解能を向上させて、スペクトラム強度比から直接温度を測定することなどがある。これらを成し得た上で、各種条件下での実験データを蓄積し、高温ガス絶縁特性データベースを構築していく。

謝 辞

本研究の温度導出で使われたCO₂ガスの平衡組成図は金沢大学工学部田中康規助教授により提供されたものである。記して感謝する。また、本実験装置立ち上げに協力していただいた九州工業大学卒の長澤暁、小野雅史、森正樹、高島智隆の各氏に謝意を表する。

(平成16年3月31日受付,平成16年10月19日再受付)

文 献

- (1) Research Committee on Gas Insulation Method of Next-Generation Power Apparatus: "Global environment load of SF₆ and gas insulation by mixed SF₆ or alternative gas", IEE Japan Technical Report, No.841 (2001) (in Japanese)
次世代送電機器のガス絶縁方式調査専門委員会:「SF₆の地球環境負荷とSF₆混合・代替ガス絶縁」,電気学会技術報告, No.841 (2001)
- (2) T. Uchii, Y. Hoshina, T. Mori, H. Kawano, T. Nakamoto, and H. Mizoguchi: "Development of 72 kV-class CO₂ Gas Circuit Breaker Model", The Papers of Technical Meeting on Discharge, IEE Japan, ED-03-233 (2003) (in Japanese)
内井敏之・保科好一・森正・川野広道・中本哲哉・溝口均:「72 kV級CO₂ガス遮断器モデルの開発」,電気学会放電研資, ED-03-233 (2003)
- (3) Y. Tanaka, T. Sakuta, and M. Shibuya: "Investigation on Effective Ionization Coefficient and Critical Electric Field in Air in Temperature Range of 300–3500 K by Solving Boltzmann Equation", *IEEE Trans. PE*, Vol.123, No.11, pp.1380–1386 (2003-11) (in Japanese)
田中康規・作田忠裕・渋谷正豊:「ガス温度300–3500 Kにおける空気の実効電離係数と臨界電界の数値計算」,電学論 B, 123, 11, pp.1380–1386 (2003-11)
- (4) S. Ohtsuka, M. Onomoto, T. Nishimura, S. Matsumoto, and M. Hikita: "Insulation properties of high-pressure CO₂ gas under existence of a particle", Proc. of the Third IASTED International Conference on Power and Energy Systems, No.409-227, pp.721–726, ACTA Press (2003)
- (5) S. Ohtsuka, A. Nagasawa, M. Cho, K. Miura, M. Nakamura, and M. Hikita: "Flashover voltage characteristics of high temperature SF₆ gas generated by laser-induced plasma", Proc. of 2000 Annual Conference of Fundamentals and Materials Society, IEE Japan, No.14-5 (2000)
- (6) M. Cho, S. Nagasawa, M. Mori, S. Ohtsuka, M. Hikita, Y. Hashimoto, and M. Nakamura: "Study on insulation capability of high temperature gas via laser-produced plasma", *Gaseous Dielectric*, Vol.9, pp.351–356 (2001)
- (7) Y. Osaka, S. Nagasawa, M. Cho, M. Hikita, and H. Takeno: "Effects of Shock Wave on Laser-induced Discharge under Non-uniform DC electric field", *T. IEE Japan*, Vol.120-A, No.6, pp.681–686 (2000-6) (in Japanese)
大迫靖・長沢暁・趙孟佑・匹田政幸・竹野裕正:「不平等直流電界下でのレーザー放電誘導における衝撃波の影響」,電学論 A, 120, 6, pp.681–686 (2000-6)
- (8) I. B. Zeldovich and Yu. P. Raizer: *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Dover, New York (2002)
- (9) IEEJ Discharge Handbook Publication Committee: *Discharge Handbook Third Edition*, Vol.1, CD-ROM version, p.519, Ohm-sya (2003) (in Japanese)
IEEJ 電気学会放電ハンドブック出版委員会:放電ハンドブック第3版上巻 CD-ROM 版, p.519, オーム社 (2003)
- (10) Y. Nawata, T. Takashima, S. Ohtsuka, M. Cho, and M. Hikita: "Optical measurement of the laser-produced plasma simulating high temperature gases at arc quenching in gas circuit breaker", 2002 Joint Conference of ACED & K-J Symposium on ED and HVE, pp.308–311 (2002)

- (11) K. Muraoka and M. Maeda: *Applied Measurement of plasma and laser*, Sangyo tosyo (1995) (in Japanese)
村岡克紀・前田三男:「プラズマと気体のレーザー応用計測」,産業図書 (1995)
- (12) "NIST Atomic Spectra Database Line Data",
http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd
- (13) Russ Laher's IPAC Web Page:
<http://spider.ipac.caltech.edu/staff/laher/fluoridir/fluorindex.html>
- (14) R.W.B. Pearse and A.G. Gaydon: *The Identification of Molecular Spectra*, Chapman and Hall, London (1976)
- (15) M. Cho, K. Masutomi, H. Takeno, and K. Arai: "Computer Simulation of Laser-Induced Shock Wave Propagation in Gas", *T. IEE Japan*, Vol.115-A, No.11, pp.1088–1097 (1995-11) (in Japanese)
趙孟佑・榎富浩二・竹野裕正・荒井健次:「レーザー生成衝撃波の気中伝搬過程の数値シミュレーション」,電学論 A, 115, 11, pp.1088–1097 (1995-11)

縄田能久(学生員) 1980年3月11日生。2004年3月九州工業大学大学院工学研究科電気工学専攻博士前期課程修了。同年4月九州電力(株)に入社。



原野孝幸(学生員) 1981年7月25日生。2004年3月九州工業大学卒業。同年4月九州工業大学大学院工学研究科機能システム創成工学専攻博士前期課程に進学。



大塚信也(正員) 1971年1月16日生。1998年12月九州大学大学院システム情報科学研究科電気電子システム工学専攻博士課程修了。1996年4月～1998年12月日本学術振興会特別研究員。1999年1月日本学術振興会特別研究員PD。同年2月九州工業大学工学部助手,現在に至る。主として, SF₆およびPFC混合ガス絶縁特性, GISの絶縁診断技術を目的とした部分放電計測技術, および超伝導工学に関する研究に従事。工学博士。低温工学協会, 放電学会会員。



趙孟佑(正員) 1962年12月19日生。1991年12月マサチューセッツ工科大学大学院博士課程修了。1992年神戸大学大学院自然科学研究所助手。1995年7月国際宇宙大学(フランス)助手を経て1996年8月九州工業大学工学部講師, 1997年10月同助教授を経て, 2004年12月より同教授, 現在に至る。高電圧宇宙システムに関する研究, レーザ生成プラズマの工学的応用に関する研究に従事。Ph.D. 日本航空宇宙学会, アメリカ航空宇宙学会, アメリカ地球物理学連合会員。



八重樫 祐 司（正員） 1980年3月埼玉大学工学部電気工学科卒業。同年4月東北電力（株）入社。現在，同社研究開発センター電力流通グループ勤務。



藤 江 栄 治（非会員） 1988年神戸大学工学部卒。同年中国電力（株）入社。現在，同社技術研究センターにて，送変電設備の劣化診断に関する研究に従事。



植 田 俊 明（正員） 1962年6月生。1987年3月東北大学大学院工学研究科修士課程修了。同年4月中部電力（株）入社。現在，同社電力技術研究所にて，雷サージ解析現象および変電機器に関する研究・開発に従事。工学博士。



匹 田 政 幸（正員） 1953年10月23日生。1982年3月名古屋大学大学院工学研究科博士後期課程修了。同年4月同大学助手，1989年同講師，1992年同助教授を経て，1996年4月より九州工業大学工学部電気工学科教授，現在に至る。工学博士。主として，エネルギー機器の高性能化に関する研究に従事。1985年8月～1987年7月 MIT 高電圧研究所客員研究員。1995年電気学会論文賞，1996年電気学会進歩賞。応用物理学会，IEEE 会員。

