放電励起形 KrF レーザの出力エネルギー に与える混合ガス分圧率の影響 —— 光波形の観測に基づく検討 ——

正 員 中 川 信 行 (同志社大)

正 員 川 上 仁 志 (同志社大)

正 員 行 村 建 (同志社大)

Influence of Gas Mixture Ratio on Laser Output Energy of Discharge-Pumped KrF Excimer Laser

—— A Discussion on the Basis of Light Intensity Waveforms ——

Nobuyuki Nakagawa, Member, Hitoshi Kawakami, Member, Ken Yukimura, Member
(Doshisha University)

Effects of discharge instability and gas kinetics on the laser output energy of a transversely pumped KrF laser are discussed. Time evolutions of laser power at 248 nm, Kr_2F^* emission intensity at about 420 nm, light intensity over 580 nm representing an existence of glow and arc discharges are experimentally obtained, where fractional densities of krypton and fluorine are varied from 1 to 8 % and from 0.1 to 0.7 %, respectively. Krypton gas dependency of laser output energy can be explained by the gas kinetics which is based on the behaviours of excited krypton Kr^* and trimer excimer Kr_2F^* . When the fractional krypton density G_{Kr} is increased from 1 to 4 %, the laser output energy increases owing to the increase of Kr^* density. For over 4 % of G_{Kr} , Kr_2F^* density produced by three-body quenching reaction of KrF^* excimer becomes larger. As a result, the laser output energy decreases. For more than 0.4 % of fractional fluorine density G_{F_2} , it is seen that light intensity transmitted over 580 nm becomes strong remarkably in the first half cycle of the current. This remarkable change of the light intensity shows an occurrence of the discharge instability bringing termination of the lasing. Accordingly, when G_{F_2} is varied, the discharge instability is clarified to be a main factor of affecting the laser output energy.

キーワード：放電励起，エキシマレーザ，紫外線予備電離，アーク放電，トリマエキシマ Kr_2F^*

1. ま え が き

放電励起形エキシマレーザにおいて，混合ガスの配分比はレーザ出力および効率などを決定する基本的なパラメータである。それぞれの装置構造や発振条件（印加電圧，放電媒質の圧力，ギャップの長さ，回路素子の値，電極形状など）において最大のレーザ出力

エネルギーを安定に得るために，混合ガス比の最適化が図られる。発振時間や出力パワーが変化するメカニズムについては，主としてガスキネティクスや放電の不安定性の観点より検討されている^{(1)~(6)}。

ガスキネティクスについては，シミュレーション技法を用いて検討される。希ガスやハロゲンの分圧率を高くすると，レーザの出力が低下する場合がある。そ

の原因として、希ガスやハロゲンによるエキシマの脱励起やレーザー光の吸収が著しくなること⁽¹⁾⁽²⁾やハロゲンによる電子付着現象が希ガスの2段階電離反応を減少させ、エキシマの生成量を低下させること⁽³⁾などが指摘されている。

アークやフィラメンテーションなどの放電の不安定性もレーザー出力に多大の影響を与える⁽⁴⁾。不安定性の発生機構を総括すると、放電空間中のハロゲンガスの局所的な枯渇^{(5)~(7)}や希ガスの多段階電離⁽⁷⁾⁽⁸⁾などが指摘されている。

不安定性の発生と混合ガス分圧率の関連性についての実験的研究は、長パルス化レーザーにおいて、Taylor⁽⁴⁾やCouttsら⁽⁵⁾により行われている。Taylorは、陰陽両極のホットスポットより発生するフィラメンテーションの発生時刻や発生数とレーザー出力の関係について検討している。Couttsらは、アークの発生時刻がハロゲン分圧率の1/2乗にて変化することを明らかにし、アークの形成に伴いレーザーの発振が停止することを指摘している。

混合ガス分圧率の変化に対するレーザー出力の変動についての従来の研究は、ガスキネティクスあるいは放電の不安定性の要因を単独に検討された例が多いようである。よって、同一の発振条件の下で、希ガスあるいはハロゲン分圧率をそれぞれ変化させ、実験結果を基礎資料として、不安定性の発生とガスキネティクスの両要因がレーザーの出力特性に与える影響を検討している例はあまり見られない。特に、励起放電中の発光波形についての観測例はあまり見られず、かつ発光波形を基礎資料としてレーザーの出力エネルギーについての考察が行われた例もほとんどない。

本論文では、放電励起形KrFレーザーにおけるプラズマの光波形の時間変化を混合ガス比を変えて実測を行い、得られる特性の変化について検討し、アークの発生やガスキネティクスのレーザー出力の変化に与える影響を明らかにすることを主たる目的とする。研究に際しては、計算機シミュレーションモデルによる解析結果も併せて検討の対象とした。

2. 研究方法

KrFレーザー励起放電中に発生する光は、レーザー光(波長248 nm)はもとより、Kr^{*}の三体衝突により生ずるKr₂^{*}よりの発光(波長146 nm)、KrF^{*}の脱励起により生成されKr₂F^{*}の発光(中心波長約420 nm⁽⁹⁾)励起放電である過渡グローの放電光やアーク光などが挙げられる。

過渡グローは可視であること、アーク光は目視によ

ると赤味を帯びていることより、これらの放電光は、可視領域の長波長の領域にかなりのスペクトル成分をもつと考えられる。観測が困難な146 nmの光波形を除いて、レーザー光、Kr₂F^{*}からの発生光、過渡グロー光やアーク光を混合ガスの配分比を変えて観測し、本研究の基礎資料とする。

レーザー装置は既報⁽¹⁰⁾と同様の紫外線予備電離電荷移行形(一次側コンデンサC₁=36 nF、二次側コンデンサC₂=29 nF)であり、C₁の充電電圧は30 kV一定とした。レーザーの発振実験は単発にて行い、Kr/F₂/He混合ガスを用いた。全ガス圧力を3気圧(一定値)とし、クリプトン分圧率G_{Kr}を1~8% (フッ素分圧率G_{F2}を0.2%一定とした)、G_{F2}を0.1~0.7% (G_{Kr}を2%一定)の間で変化させた。

光波形の観測は以下のように行う。KrFレーザーの発振波形は、バイプナ光電管(浜松フォトニクス社製R 1193 U-05形)によって観測する。レーザー光以外のKr₂F^{*}の発生光、過渡グロー光やアーク光の観測はフォトダイオード(浜松フォトニクス社製S 1722-02形、観測可能な波長の範囲190~1,060 nm)を用いた。フォトダイオードによる観測の場合、焦点距離55 cmの凸レンズによって発生光をフォトダイオードの前面に集光させるとともに、フォトダイオードの前面に2種のフィルタ(f₁, f₂フィルタと称する)を取付けて、発生光の波長の大きな分離を行った。

f₁フィルタおよびf₂フィルタの波長感度曲線を図1に表す。f₁は580 nmより長い波長の光を透過するものであり、アーク光や過渡グロー光の観測を行う。本波長領域にはエキシマに関連する発光波長が含まれないことも観測の理由である。f₂は波長400~500 nmの間にある光を透過する特性を有し、Kr₂F^{*}からの発生光の観測を行う。観測されるf₂波形の主たる発光種はKr₂F^{*}よりの発光に基づくものであることは、後述するように、従来の研究成果や本論文にて得られる実験結果や解析結果との比較により説明される。すなわち、f₂波形には、レーザー混合ガス成分の他の発

図1 フィルタf₁およびf₂の分光透過率曲線
Fig.1. Curves of spectral transmission of filter f₁ and filter f₂.

光種やアークなどの発光による影響はほとんど無視できる。

f_1 フィルタは東芝製 V-01C を使用し、 f_2 フィルタは同社製 IRO-1A と V-C1B の 2 種のフィルタを組合せた。電流波形の観測は、既報⁽¹⁰⁾ と同様の自作のログウスキーコイルを用いた。レーザの発振エネルギーについては、ジュールメータ (Gentech 社 ED-500 型) により測定した。ギャップ現象は、スティルカメラのシャッタをバルブとして、発光現象の全時間領域を一枚のフィルム上に撮影する静止積分写真による観測とし、レーザ電極軸に対して約 4 度の角度より行った。

以上の光波形と放電電流の観測については、生ずる現象の相互関係を明確にするために、可能な限り同時観測し、それぞれの測定ケーブルの伝搬時間を実測したうえで補正を施し、すべての特性の時間の基準をレーザギャップの絶縁破壊時、すなわち励起放電が開始する時刻とした。

ガスキネティクスの検討に用いたシミュレーションモデルは、放電空間中に均一な励起放電が発生すると仮定した零次元にて扱い、回路方程式系、レート方程式系、ボルツマン方程式系の三つの方程式群⁽¹¹⁾ を連立して解かれる。

3. 実験結果

〈3・1〉 エキシマレーザ励起放電の光特性 図 2 は、3 種の光波形と電流波形の時間相関性を表す。ここで、 $Kr/F_2/He=4/0.2/95.8\%$ とした。レーザ光波

$Kr/F_2/He=4/0.2/95.8\%$

図 2 電流波形、レーザ光波形、波長 580 nm 以上を透過する光波形 (f_1 波形) および波長 400~500 nm を透過する光波形 (f_2 波形)

Fig. 2. Waveforms of discharge current, laser power, light intensity over 580 nm of wavelength and light intensity between 400 and 500 nm of wavelength.

形 (図中、破線)、580 nm 以上を透過する光波形 (f_1 波形と称する; 図中、実線)、400~500 nm の波長域の発光波形 (f_2 波形と称する; 図中、一点鎖線) を示す。図中の二点鎖線は電流波形である。なお、時刻 $t=0$ は励起放電の開始を表す。

レーザ光は、電流がピークに達する時刻 (約 20 ns) 付近から急に立ち上がり、その後、緩やかに低下する。 f_1 波形は、電流の開始とともに発光が観測され、おおむね電流波形と類似する特性を有し、電流の第一半波の終了以降も数 kA 程度の電流に伴い、弱い発光の継続 (図中 [I] の部分) が見られる。 f_2 波形は、電流の開始より約 10 ns 程度遅れて立ち上がり、電流が最大となる時刻より約 10 ns 程度遅れて発光出力は最大となり、電流の第一半波の終了以降も大きな出力の継続が見られる。

〈3・2〉 クリプトン分圧率の変化に対するアークの形成とガスキネティクス レーザの出力エネルギー E_L 、レーザ光のピークパワーおよび発振時間 (半値全幅) の G_{Kr} 依存性を図 3 に示す。 E_L についてみると、4% までの分圧率の領域では、 G_{Kr} が高くなるに従い E_L は増加するが、4% 以上になると次第に減少する特性を有する。ピークパワーも G_{Kr} に対して E_L と同様に、緩やかな変化を示す。ピークパワーの平均値は約 11 MW であり、 $G_{Kr}=1\sim8\%$ に対してその変動は約 15% である。発振時間についても、 G_{Kr} の変化に対し 20~25 ns (FWHM) の間で緩やかに変化し、その平均値 21 ns に対し 15% 程度の変化を示す。以上のように、ピークパワーおよび発振時間の両者が、 G_{Kr} の変化により 15% 程度変わり、 E_L に対する

フッ素分圧率 0.2% 一定

図 3 レーザの出力エネルギー、ピークパワーおよび発振時間のクリプトン分圧率依存性
Fig. 3. Fractional krypton density dependency of laser output energy, laser peak power and pulse width (FWHM).

図4 クリプトン分圧率: 1~8%における
f₁ 波形(波長 580 nm 以上を透過する光波形)
Fig. 4. f₁ waveforms (light intensity waveforms
transmitted over 580 nm) for fractional krypton
density of 1 to 8%.

寄与の割合は同程度であることがわかった。

$G_{Kr}=1\sim 8\%$ における f_1 波形 (580 nm 以上の透過光) を図4に示す。 G_{Kr} の増加につれて、電流の第一半波中 (放電の開始より約 40 ns までの時間領域) の f_1 波形の出力は、全般的に次第に減少する。40 ns 以降の時間領域は、逆に G_{Kr} が高くなると発光出力は大きくなる。

ギャップ現象の静止写真観測および目視によれば、いずれの場合も、グロー状放電とともにアークやフィラメンテーションが観測され、 G_{Kr} の増加とともにアークなどの発生数は増加する⁽¹²⁾。輝線状のアークが著しく発生すると、 f_1 波形の出力は大きくなるものと考えられる。よって、 G_{Kr} を変化させた場合、アークの発生は電流の第一半波の時間領域において起こらず、 f_1 波形の出力が大きくなる電流の第一半波の終了以降において形成されると考えられる。レーザ発振が認められる主たる時間領域は、電流の第一半波の時間領域であり、アークの形成はレーザ出力にそれほどの影響を及ぼさないことがわかる。

この点については、レーザ光の実測波形と解析波形との比較よりも裏付けられる。例として、図5(a)、(b)にそれぞれ G_{Kr} が2%と6%のときのレーザ光波形を示す。ただし、時刻“0”は励起放電の開始を表す。両図ともに、レーザ光の時間推移は、実測波形(実線)と解析波形(破線)でおおむね一致しており、アークの形成によるレーザ発振の阻害はほとんどないものといえる。

図6および図7は、それぞれ、 $G_{Kr}=1\sim 8\%$ における f_2 波形の観測結果とシミュレーションモデルによる Kr_2F^* 粒子密度の時間変化を表す。これらの図を比較すると、特性の時間変化および特性の G_{Kr} 依存

(a) Kr/F₂/He=2/0.2/97.8%

(b) Kr/F₂/He=6/0.2/93.8%

図5 レーザ光波形

Fig. 5. Laser power waveforms.

性はよく合致しているといえる。すなわち、共通して認められる事柄として、

- (i) 約 30 ns 時刻において発光出力および Kr_2F^* 粒子密度は最大となり、以降ならかに減少すること
- (ii) 同一時刻についてみれば、 G_{Kr} の増加とともに発光出力と Kr_2F^* 粒子密度の両者は大きくなること

が挙げられる。また、特性の一致は観測される f_2 波形にアーク光による影響が現れていないことを示唆する。(ii)の結果を用いれば、図3に示すレーザ出力の G_{Kr} 依存性をガスキネティクスの観点より説明することができる。

Kr_2F^* は以下の(1)~(3)式の反応過程を経て生成されることが考えられる。

シミュレーションモデルによる計算の結果、いずれの混合ガス比においても Kr_2F^* の約 90% 以上が(2)式と(3)式に示す KrF^* の脱励起により生成されることがわかった。

図8は、 KrF^* エキシマを生成するための主要な前

図 6 クリプトン分圧率：1～8%における f_2 波形(波長 400～500 nm を透過する光波形)
Fig. 6. f_2 waveforms (light intensity waveforms transmitted between 400 and 500 nm) for fractional krypton density of 1 to 8%.

図 7 クリプトン分圧率：1～8%における Kr_2F^* 粒子密度の時間変化
Fig. 7. Temporal traces of Kr_2F^* density for fractional krypton density of 1 to 8%.

段階粒子である Kr^* 粒子密度と G_{Kr} との関係である。図より、 G_{Kr} が高くなるに従い、 Kr^* の生成数は次第に大きくなる。一方、図 6、図 7 よりわかるように、 G_{Kr} が低いところでは、 Kr_2F^* の生成数はそれほど著しくないの、図 3 に見られるようにレーザ出力は増加する。

G_{Kr} が 4～8% では、 Kr^* の生成は 20% 程度の増加であるのに対し、 Kr_2F^* は 2 倍以上の変化を示す。このことは、エキシマの生成に対し消滅がより著しいことを表す。結果として、 G_{Kr} が大きくなるとレーザ出力は低下する。よって、 $G_{Kr}=4\%$ 付近でレーザ出力は最大となると考えられる。すなわち、三体衝突により Kr_2F^* が生成されることによる KrF^* の消滅がレーザ出力の低下をもたらす主要因と考えられる。このように、クリプトン分圧率の変化に対するレーザ出力には、アークの発生はほとんど影響せず、ほぼガススキネ

図 8 Kr^* 粒子密度のクリプトン分圧率依存性
Fig. 8. Kr^* density vs. fractional krypton density.

ティクスに沿う形で推移する。

f_2 フィルタを透過する光の主要な発光種が、 Kr_2F^* によるものであること理由は次のとおりである。従来の研究⁽⁹⁾⁽¹³⁾ より明らかなように、400～500 nm の波長域には、 Kr_2F^* からの発光種以外には大きな強度を有する発光種は認められない。また、図 6 および図 7 よりもわかるように、 f_2 フィルタを透過する光波形の観測結果とシミュレーションモデルによる Kr_2F^* の粒子密度の時間変化の特性がほぼ一致することが挙げられる。また、フッ素分圧率を変えた場合、分圧率の増加により、アークの発生時刻が著しく早くなったり、アークの発生数が増加する特性を有するが、観測される f_2 波形には著しい違いは認められない点が特徴的である⁽¹⁴⁾。よって、アーク光のスペクトル成分が f_2 波形の 400～500 nm の範囲にはそれほど含まれておらず、かつ、アークの影響を無視できることを表す。以上より、本研究条件の範囲内では、 f_2 フィルタを透過する光波形は主として、 Kr_2F^* による発光であると考えられる。

〈3・3〉 フッ素分圧率の変化に対するアークの形成とレーザ出力特性 G_{F2} を変化した場合の E_L 、レーザ光のピークパワーおよび発振時間(半値全幅)を図 9 に示す。 G_{F2} が 0.1～0.2% と高くなると E_L は増加するが、0.3% 以上の領域では、 G_{F2} の増加とともに急速に低下し、図 3 の G_{Kr} を変化した場合と大きく異なる。ピークパワーは、 G_{F2} を 0.1～0.2% と高くすると 10% 程度増加する。 $G_{F2}=0.2\sim0.5\%$ の間では、 E_L の特性のような著しい変化を示さず、 G_{F2} の増加とともに緩やかに減少する。 G_{F2} が 0.7% においては発振の限界に達し、ピークパワーは 2 MW 程度の極めて小さな値となる。発振時間は E_L と同様の变化をし、 $G_{F2}=0.2\sim0.5\%$ の間では、約 25 ns より約

クリプトン分圧率 2%一定

図 9 レーザの出力エネルギー、ピークパワーおよび発振時間のフッ素分圧率依存性
Fig.9. Fractional fluorine density dependency of laser output energy, laser peak power and pulse width (FWHM).

13 ns と半減する。このように、 $G_{F2}=0.4\%$ 以上における E_L の著しい低下には、レーザの発振時間の減少が大きく寄与しているものと考えられる。

図 10(a), (b) は、 G_{F2} が、それぞれ、0.5% および 0.7% のときのレーザ光と f_1 波形 (580 nm 以上の透過光) を示す。図には、参考のために電流も併せて示す。(a) 図の $G_{F2}=0.5\%$ の場合、電流が第一半波の最大に達する時刻より約 10 ns 後に f_1 波形上に特異的な折れ (図中 ↓ 印) が見られ、その後継続して出力の平坦部が見られる。(b) 図の $G_{F2}=0.7\%$ のときは、 f_1 波形は励起放電の開始より 30 ns 付近以降より特異的な増加が認められる。このような電流の第一半波中における f_1 波形上の折れなどの特異的な変化は、 G_{F2} が 0.4% 以上の場合において共通して見られた⁽¹⁴⁾。

ギャップ現象の静止写真観測および目視によると、 G_{F2} の増加とともにアークなどの発生は著しくなる⁽¹²⁾。 G_{Kr} を変化させた場合、電流の第一半波の領域においてアークなどの発生はなく、 f_1 波形 (図 4) は滑らかに推移しており、図 10 の特性と異なる。よって、図中の ↓ 印にて示す f_1 波形の特異的な折れは、アークの形成によるものと考えられる。 f_1 波形上の折れが発生する時刻は、レーザ波形が大きく減衰を始める点に対応しており、電流の第一半波中において発生するアークがレーザ発振を阻害させるものと考えられる。また、波形の折れの発生時刻は、 G_{F2} の増加とともに早まる傾向にあり、 G_{F2} が高くなるにつれて、レーザ出力は著しく減少する。

シミュレーションモデルによる解析の結果によると、図 10(a) の条件の場合、レーザ光波形の立上り開始時刻は実測波形とほぼ同じであるが、レーザ光の

(a) Kr/F₂/He=2/0.5/97.5%

(b) Kr/F₂/He=2/0.7/97.3%

図 10 電流波形、レーザ光波形および f_1 波形 (波長 580 nm 以上を透過する光波形)
Fig.10. Waveforms of laser power, light intensity over 580 nm of wavelength and discharge current.

半値全幅は約 22 ns であり、実測値約 13 ns の約 1.7 倍の値を有する。このように、フッ素分圧率が高くなると実測されるレーザ光波形は計算結果と異なる結果となる。

以上より、 G_{F2} を変えた場合のレーザ出力波形や出力エネルギーについては、アークの形成が大きく影響すると考えられる。すなわち、 G_{F2} が 0.4% 以上では、電流の第一半波中において発生するアークがレーザ発振の阻害をもたらす。また、アークの発生時刻は G_{F2} の増加とともに早まる傾向にあり、 G_{F2} が高くなるにつれてレーザ出力は減少する。

4. 結 び

放電励起形 KrF レーザにおいて、混合ガス比を変化させて、プラズマの光波形、ギャップ現象および電流波形を実測し、得られる特性の変化やシミュレーションモデルによるガススキネティクスを基にして、クリプトンおよびフッ素分圧率を変化させた場合のレーザ

の出力特性の変動について検討した。得られた成果は以下のとおりである。

(1) クリプトン分圧率を変化させた場合、アークは電流の第一半波の終了以降の時間領域に発生し、レーザ出力エネルギーには、アークの形成の関与はほとんどなく、ガスキネティクスに従って推移する。本研究条件の場合、4%以下の低い分圧率の領域では、分圧率の増加によりエキシマ生成のための前段階粒子である Kr^* の生成が著しくなり、レーザ出力は増加する。4%以上の高い分圧率の領域では、 KrF^* の三体衝突により生成される Kr_2F^* が著しく増加する。よって、三体衝突により Kr_2F^* が生成されることによる KrF^* の減少がレーザ出力の低下の主要因となる。

(2) フッ素の場合、分圧率が0.4%以上になると、電流の第一半波中において580 nm以上の波長を有する光波形に特異的な折れが発生し、その後継続して発光出力の平坦部が見られたり、特異的な増加が認められる。波形の折れはアークの形成によると考えられる。折れの発生時刻は、レーザ光波形が急速に減衰を始める時刻に対応しており、アークの形成がレーザ発振を阻害させるものと考えられる。また、フッ素分圧率が高くなるに従い、アークの発生時刻は早まる傾向にあり、0.4%以上の分圧率では、分圧率の増加とともにレーザ出力は低下する。

(平成4年5月11日受付、同4年9月14日再受付)

文 献

- (1) 狭間, 他: 電気学会光・量子デバイス研資, OQD-82-10 (昭57)
- (2) C. Jianwen, et al.: *Appl. Phys. Lett.*, **37**, 883 (1980)
- (3) H. Kumagai & M. Obara: *IEEE Trans. Plasma Science*, **16**, 453 (1988)
- (4) R. S. Taylor: *Appl. Phys.*, **B41**, 1 (1986)
- (5) J. Coutts, et al.: *J. Appl. Phys.*, **59**, 704 (1986)
- (6) M. R. Osborne, et al.: *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 7 (1986)
- (7) V. M. Baginskii, et al.: *Sov. J. Quantum Electron.*, **16**, 488 (1986)
- (8) M. J. Kushner: *J. Appl. Phys.*, **62**, 101 (1987)
- (9) 例えば, M. Rokni, et al.: *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-14**, 464 (1978)
- (10) 行村, 他: 電学論 **A**, **109**, 9 (平元-1)
- (11) A. E. Greene, et al.: *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-14**, 951 (1978)
- (12) 中川・行村: 電気学会プラズマ・放電合同研資, EP-90-74; ED-90-93 (平2)
- (13) C. K. Rhodes Ed.: *Excimer Lasers*, p. 91 (1984) Springer-Verlag
- (14) 中川・行村: 電気学会プラズマ研資, EP-91-10 (平3)

中 川 信 行 (正員)

昭和41年4月19日生。平成3年3月同志社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月大阪ガス(株)入社、現在に至る。当時、エキシマレーザの開発および放電現象の研究に従事。

川 上 仁 志 (正員)

昭和39年4月27日生。平成2年3月同志社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月同後期課程入学、現在に至る。主として、エキシマレーザの開発および放電現象の研究に従事。応用物理学会、レーザ学会会員。

行 村 建 (正員)

昭和23年2月11日生。52年3月同志社大学大学院工学研究科博士課程修了。同年4月同大学工学部電気工学科助手、54年4月同専任講師、61年4月同助教授、平成4年4月同教授、現在に至る。工学博士。主として、エキシマレーザの開発および放電現象の研究に従事。日本物理学会、応用物理学会、レーザ学会、IEEE会員。