各種コンパクトトーラスプラズマ合体過程における 電子密度分布の相互比較

正員 林屋 均* 非会員 浅香 剛生** 正員 桂井 誠**

Comparative Study of the Electron Density Profiles in the Compact Torus Plasma Merging Experiments

Hitoshi Hayashiya*, Member, Takeo Asaka**, Non-member, Makoto Katsurai**, Member

Following two previous papers on the comparative studies of the electron density distributions for a single compact torus (CT) and a spherical tokamak (ST), and for the a single ST and a merged ST, a comparative study on the dynamics of the electron density profile during and after the CT and ST plasma merging process was performed. The sharpness of the peak in the electron density profile around the mid-plane just after the merging of CT with a low safety factor (q value) such as RFP or spheromak is found to be related to the speed of the magnetic axis during the plasma merging process. It is also found that the electron density gradient near the plasma edge in a high q ST is larger than that of a low q CT. High q ST is found to be provided with the magnetic structure which is able to sustain a large thermal pressure by a strong $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ force. Despite these differences in the electron density profile between CT and ST during merging, the confinement characteristics evaluated from the number of electrons confined within the magnetic separatrix after the completion of the merging is almost similar between in the merging CT and in the merging ST. For all configurations, the electron density profiles after the completion of the merging are analogous to those of the corresponding single configuration produced without the merging process.

キーワード：プラズマ合体、コンパクトトーラス、球状トカマク、電子密度分布、TS-3 装置、レーザ干渉計

Keywords : plasma merging, compact torus (CT), spherical tokamak (ST), electron density profile, TS-3, laser interferometer

1. はじめに

筆者らのグループではここ十数年来、プラズマ磁気閉じ込め装置 TS-3 を用いて、特に二つのコンパクトトーラス (CT : Compact Torus)あるいは球状トカマク (ST : Spherical Tokamak)を共通のトーラス軸を持つ状態で合体させるプラズマ合体実験を中心に諸検討を行ってきた^{(1)~(3)}。このような一連の諸研究の中で筆者は、特にそれらのプラズマ磁気閉じ込め配位における電子密度分布の相互比較や、プラズマ合体過程が電子密度分布に及ぼす影響に注目して検討を行い、本論文に先立ち二篇の論文を報告した⁽⁴⁾⁽⁵⁾。研究の背景などについてはこれらの論文を参考にされたい。

まず、文献(4)では、本論文で合体過程が各種配位に与える影響を検証する前段階として、単一生成プラズマについてその電子密度分布を詳細に調べ、合体を伴わない状態で

の電子密度分布の違いについて検討した。その結果、

- (1) q 値(安全係数)の大きいプラズマほどセパトリクス近傍での電子密度勾配が大きく、良好な粒子閉じ込め特性を持つこと
- (2) 特にプラズマ端部(セパトリクス付近)での q 値が 2 前後となると端部での閉じ込め特性が大幅に改善されること
- (3) 磁界計測結果から算出された $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 力に注目すると、 q 値の大きな配位ではプラズマ圧力をセパトリクス付近で保持するための磁界構造が実現されていること

などが明らかとなった。続いて文献(5)では、特に球状トカマクの初期急速加熱手法⁽²⁾として検討を進めている ST 合体過程についてその電子密度分布を単一生成 ST との比較として検討を行った。その結果、

- (1) 単一生成 ST では中央がピークした単峰型の電子密度分布になるのに対し、ST 合体時には合体後しばらく経過して中央が窪んだ双峰型の電子密度分布となること
- (2) セパトリクス内に閉じ込められた総粒子数に注目すると、ST 合体過程における巨視的な磁界構造の変

* 東日本旅客鉄道 JR 東日本研究開発センターテクニカルセンター
〒331-8513 さいたま市日進町 2 丁目 0 番地
Research & Development Center of JR East Group, Technical Center
2-0 Nisshin-cho Saitama 331-8513

** 東京大学大学院新領域創成科学研究科先端エネルギー工学専攻
〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1
Dept. of Advanced Energy, Graduate School of Frontier Sciences,
The University of Tokyo
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656

化によっても粒子は流出することが少なくセパトラリクス内に閉じ込められた状態が保たれること

などが明らかとなり、ST 合体過程がプラズマの初期加熱および粒子供給手段として有効であることを確認する結果を得た。

本論文では一連の研究を発展させて、文献(5)での ST 合体過程が電子密度分布に与える影響の測定を各種 CT 配位の合体過程に拡張し、その結果を文献(4)での単一生成プラズマでの電子密度分布特性結果と対比させて、CT や ST の合体過程が電子密度分布に与える影響を検証することとした。特に合体中と合体後暫く経過した後の電子密度分布についての差異に注目した。

2. 実験装置

実験に用いた TS-3 装置は全長 0.96m、直径 0.75m のステンレス製の円筒型真空容器内に、片側 8 対ずつ、合計 16 対の放電電極を有し、これらを用いて z 放電 θ ピンチ方式によりプラズマを生成する。TS-3 装置の概要を図 1 に示すが、装置の詳細およびプラズマ生成手法については文献(4),(7)を参照されたい。

計測装置としては、磁界計測に r - z 平面上に配置された磁気プローブアレイを、電子密度計測に CO_2 レーザ干渉計を用いた。磁気プローブアレイには総数 100 個程度のピックアップコイルが配置され、これらにより磁束密度のトロイダル方向成分 B_t と z 方向(トーラス軸方向)成分 B_z が計測される。磁界計測が行われる範囲は、 $r = 80 \sim 280\text{mm}$, $z = -200 \sim 200\text{mm}$ の範囲で、これらの計測結果を用いて、プラズマの軸対称性を仮定することで、その計測領域内でのポロイダル磁束 Ψ やプラズマ電流などの諸量の算出が可能である。一方、レーザ干渉計のレーザ光路は $r = 180\text{mm}$ の位置にトーラス軸に平行にとり、ガラス管を用いてレーザパスを制約することにより局所的な電子密度計測が可能である。レーザ干渉システムの詳細は文献(4),(5)を参照されたい。

図 1 TS-3 装置の構成

Fig. 1. Configuration of the TS-3 device.

3. 実験結果と考察

〈3・1〉 測定系 本研究においては、電子密度分布について CT, ST プラズマの合体中と合体後暫く経過 ($15 \sim 25 \mu\text{s}$ 程度)した後の両者について実験的検討を行った。電子密度の計測には局所的な電子密度計測が可能なレーザ干渉計を用いており、 q 値の異なる各種 CT, ST 配位の合体過程における電子密度分布の動的挙動の計測を行った。具体的には、トーラスコイル電流を 35kA とした q 値の高い ST(Hq-ST: 端部での q 値は 3 程度)、 20kA とした ST(Mq-ST: 端部での q 値は 2 程度)、トーラスコイル電流を流さないスフェロマック、逆方向に 3.5kA 程度流す RFP についてのプラズマ合体実験を行い、合体を経て一つの Hq-ST, Mq-ST, スフェロマック, RFP などを生成し、それぞれの場合について、さらに加えてスフェロマックプラズマを異極性合体させることで生成した FRC⁽⁶⁾について電子密度計測を行った。今回の計測はトーラス軸に平行な $r = 180\text{mm}$ の軸上で $z = -300\text{mm} \sim +50\text{mm}$ にかけて 25mm 間隔で行っている(一部の実験では 10mm 間隔で行った)。図 2 に今回の電子密度計測位置(■)と磁気プローブ(B_t : △ B_z : ▲)の配置箇所の位置関係を示す。参考のため、典型的な磁気面も併記したが、この図から分かるように電子密度計測箇所はプラズマの左半分、磁気軸よりもやや内側となっている。また、実際の装置では電子密度計測用のガラス管を挿入する面と磁気プローブアレイを配置している面は中心対称軸(トーラス軸)を挟んで反対側の面にとってある。なお、これらの配位の磁界構造を示す一例として、実験結果に先立ち図 8 や図 10 と同じく合体が終了してから暫く経過してからの各配位のトロイダル磁界分布を図 3 に示す。

〈3・2〉 プラズマ合体直後の電子密度分布 二つの CT もしくは ST 合体実験における電子密度分布の時間変化の計測結果を図 4 に示す。計測は各配位について行ったが、ここでは q 値の最も大きい Hq-ST の場合と、 q 値の小さい RFP の場合についてそれぞれ示した。左奥から手前にかけてが時間軸で、プラズマを生成する放電電極に電圧を印加し始める時間を $t = 0 \mu\text{s}$ としている。電極間放電ののち、 $t = 40 \mu\text{s}$ 頃に $z = \pm 150\text{mm}$ 付近に共通のトーラス軸を持つ状態

図 2 電子密度および磁束密度の計測位置

Fig. 2. Measuring points of electron density and magnetic flux density (B_t and B_z).

図3 各配位のトロイダル磁界分布
Fig. 3. Toroidal magnetic flux density profiles.

(a) Hq-ST ($I_{gc} = 35\text{ kA}$)

(b) RFP ($I_{gc} = -3.5\text{ kA}$)

図4 電子密度分布の時間変化
Fig. 4. Time evolution of the electron density profile.

図5 ポロイダル磁気面の時間推移(Hq-ST, RFP)
Fig. 5. Time evolutions of the poloidal flux surfaces.

で二つの配位が形成され(この時、図4の電子密度計測範囲に入っているのは $z = -150\text{ mm}$ 付近に生成された一方のプラズマのみである)、時間とともに中央に押し出され、 $t = 53\text{ }\mu\text{s}$ 頃に中心対称面で二つのプラズマが合体して単峰の磁気面をもつ配位が完成する。その間の磁気面の挙動を図5に示す。左側がHq-STの場合、右側がRFPの場合である。

図4より、 q 値の大きい、すなわち外部磁界の大きいHq-STにくらべ、 q 値の小さいRFPでは合体後、中心対称面付近の電子密度が大きくピークする分布となることが分かる。他の配位では、Mq-STはやや中央でピークするもののHq-STに近い分布を、スフェロマックでは中央でピークするRFPに近い傾向が現れる。図6は合体後 $5\text{ }\mu\text{s}$ 経過した $t = 58\text{ }\mu\text{s}$ における $r = 180\text{ mm}$ での各配位の電子密度分布を示す。一点につき3~6ショットのプラズマを生成し、その平均値をプロットし、標準偏差をエラーバーで記している。なお、エラーバーはショット毎の再現性が最も悪いRFPについてのみ記した。上記の傾向のほか、FRCの場合は中央ではRFPやスフェロマック同様にピークし、セパトロクス付近ではSTに近い高い密度勾配を持つ分布をしていることが分かる。

合体に至るまでの各配位の磁気軸の移動速度を $t = 40\text{ }\mu\text{s}$ から合体直前の $t = 52\text{ }\mu\text{s}$ まで $4\text{ }\mu\text{s}$ 刻みで算出したものを図

図6 合体直後の電子密度分布 ($t = 58 \mu s$)
Fig. 6. Electron density profiles just after the merging.

7に示す。なお、FRCの場合、他の配位において合体の完了する $t = 53 \mu s$ より少し遅い時間帯に合体が完了するが、合体完了の時間を $53 \mu s$ として相当する時間での速さを記した。図7より、図6で合体後に中央で電子密度分布がピークする傾向があった配位ほど、合体直前に急速にリコネクションが進行して合体が完了している傾向があることが分かる(配位の違いによる合体進行速さの違いは文献(8)で詳細に検討されているので参照されたい)。このことから、外部磁界の強いSTの方が電子の磁気面への絡みつきは強固であるが、さらに外部磁界の弱いRFPやスフェロマック、FRCでは磁気リコネクションが最終段階で急速に進展するために、これらの影響が相乗的に働いて磁気面の中央への移動に伴い粒子も中央部に集まる傾向があると考えられる。

〈3・3〉 プラズマ合体後の電子密度分布 図6では合体による過渡的な影響が密度分布にも現れていると考えられるが、合体により生成された単一プラズマの定常的な電子密度分布を比較するため、その後、 $15 \sim 25 \mu s$ 程度経過してからの密度分布の様子を図8に示す。図6と同様にRFPについてのみエラーバーを記した。合体後、プラズマは中央に維持されたまま減衰していくが、その減衰の度合いは配位により少々異なるため、ここではそれぞれの配位での磁気軸にリンクしたポロイダル磁束 Ψ の値が $2mWb$ となった時間での密度分布を示した。例えばHq-STの場合は $t = 80 \mu s$ であり、RFPの場合は $t = 70 \mu s$ で、それらの時点での磁気面の様子は図5中の最下段に示してある。なお、中心対称面でのポロイダル方向の磁束密度 B_z から Ψ を算出する際に用いた式を式(1)に示す。

$$\Psi(r, z) = \int_{r_{min}}^r B_z(r, z) 2\pi r dr \dots\dots\dots (1)$$

図8より、 $z = 0mm$ の磁気軸付近の密度分布に注目するとHq-STではやや窪んだ双峰型の分布となっているのに対し、

図7 配位による磁気軸の移動速度の違い
Fig. 7. Difference of the velocity of magnetic axis among the configurations before the merging.

図8 合体後暫く経過した後の電子密度分布
(Hq-ST: $t = 80 \mu s$, RFP: $t = 70 \mu s$)

Fig. 8. Electron density profiles about $20 \mu s$ after the merging.

RFPやスフェロマック、FRCでは合体直後同様なピークした単峰型の電子密度分布を保ったまま減衰している事がわかる。Hq-STで双峰型の密度分布となることは文献(5)で述べたとおりであり、同様な傾向は、他の q 値の低いプラズマでは見られないことが判明した。また、 $z = 140mm$ 付近のセパトロクス近傍での密度分布に注目すると、Hq-STとFRCでは強い密度勾配を持った分布をしているのに対し、

図9 熱圧力の分布

Fig. 9. Thermal pressure profiles.

RFP やスフェロマックではセパトリクス付近から磁気軸付近までほぼ一様な密度勾配となっている事がわかる。

図9に磁気プローブデータより算出した熱圧力分布を示すが、RFP やスフェロマックでは合体して暫く経過したこの頃には、特にセパトリクス付近において磁気圧に比べて熱圧力が十分に小さい無力磁界配位に近い磁界構造に緩和しているのに対し、Hq-ST やFRC ではセパトリクス付近で高い熱圧力を保持する磁界構造となっていることが分かります。これにより図8に記したセパトリクス付近での密度勾配が実現されていると思われる。このようなセパトリクス付近での密度勾配の傾向は文献(4)でも述べた合体を伴わないで生成された単一プラズマでの Hq-ST やスフェロマック、RFP などに見られる傾向と一貫するもので、合体によってもその傾向が変わらない平衡配位固有の特性であると言える。このような熱圧力分布の差異は、合体過程におけるイオン温度の上昇とも関わっていると考えている。本件については文献(2)を参照されたい。

また、図10には磁気プローブにより計測された磁束密度データより算出したミッドプレーンにおける磁気圧力の径方向分布を示す。磁気圧力はプローブにより計測されたトロイダル方向磁束密度 B_t と z 方向磁束密度 B_z よりトーラスプラズマの軸対称を仮定して求めた磁束密度の絶対値より式(2)により算出した。

$$p_{\text{total}} = \frac{|B|^2}{2\mu_0} \quad (2)$$

また、図中に記した直線は、図9の熱圧力分布の平均値を各配位について記したものである。また、 $r = 65\text{mm}$ のプラズマ内側端部(図2中、 $(z, r) = (0, 0.065)$ の位置)での各種磁気

図10 各配位のミッドプレーンにおける磁気圧力の径方向分布

Fig. 10. Radial profiles of magnetic pressure at the mid-plane.

表1 熱圧力と磁気圧力の関係

Table 1. Relation between the thermal pressure and the magnetic pressure.

	Hq-ST	Mq-ST	Spheromak	RFP	FRC
p_{thermal} [Pa]	406.3	382.5	74.9	96.6	286.5
$p_{B_{\text{poloidal}}}$ [Pa]	458.7	170.2	134.4	86.8	291.7
$p_{B_{\text{toroidal}}}$ [Pa]	4031.7	1332.3	0.0	81.1	0.0
$p_{B_{\text{total}}}$ [Pa]	4490.4	1502.5	134.4	167.9	291.7
β [%]	9.1	25.5	55.7	57.8	98.2

図11 セパトリクス内の電子数の時間変化

Fig. 11. Time evolution of the number of electrons within the magnetic separatrix.

圧力($p_{\text{Bpoloidal}}$:ポロイダル磁束密度より計算した磁気圧力、 $p_{\text{Btoroidal}}$:外部磁界も含めたトロイダル磁束密度より計算した磁気圧力、 p_{Btotal} :磁束密度の絶対値より計算した磁気圧力)と熱圧力(p_{Bthermal})の大きさを表1にまとめたが、これより、FRCではその比がほぼ1、すなわち $\beta=1$ の磁界利用効率の優れた配位が形成されていることが確認できる。

〈3・4〉 セパトリス内の電子数の変遷 これまで得られた結果より、セパトリス内に含まれる総電子数をプロットしたものを図11に示す。また、Hq-STとRFPについて各磁気面ごとの電子数を図12に示す。ここで、Psi100-80とは、磁気軸からポロイダル磁束が磁気軸の80%となる磁気面の間の総電子数を示す。電子数は、同一磁気面上での電子密度は一定であると仮定し、磁気プローブで得られた磁束密度から算出した磁気面の分布とレーザ干渉計により得られた $r=180\text{mm}$ での電子密度分布をもとに計算した。詳細は文献(5)を参照されたい。

STの合体過程において、巨視的な磁界構造の変化によってもそのセパトリス内に閉じ込められた電子が流出することなく合体が進行することは単一生成プラズマとの比

較により既に文献(5)で検証したが、合体後の密度分布に顕著な違いがある q 値の小さいスフェロマックやRFPにおいてもHq-STと大差がなく、すなわち合体前後でセパトリス内の電子を多く失うことなく合体過程が進行していることが図11より分かる。各磁気面での電子数については、RFPでは図4、図6に見られたのと同様に合体直後では磁気軸に近い磁気面に一時的に電子が偏在するのに対し、HqSTでは合体後やや経過した後の暫くの間は中央が窪んだ電子密度分布となるために磁気軸付近の粒子数が一時的に減少するものの、全体としては磁気面によらずほぼ均一に電子が分布している傾向があることが確認できる。

4. まとめ

これまでに既に報告した、単一生成プラズマでの各種磁気配位の電子密度分布の計測と、単一生成STと合体生成STの電子密度分布の動的挙動の計測の結果に引き続いて、スフェロマックの異極性合体により生成したFRCまで含めた各種プラズマ配位の合体過程での電子密度分布の計測を行い、相互比較を行った結果、以下のことが明らかとなった。

(1) 配位の違いにより、合体直後の中心対称面付近(磁気軸付近)での電子密度分布の傾向に顕著な違いが見られる。即ち、 q 値の大きい(外部磁界の強い)STにくらべ、 q 値の小さいRFPやスフェロマックでは合体直後に中央でピークした電子密度分布が見られる。このことは、プラズマ合体の進行の速さとは強い相関があることが判明した。FRCの場合にも中央で密度分布がややピークする傾向が見られ、合体速度が速いことと整合する。

(2) 合体による過渡的な影響が薄れると思われる合体後暫く経過してからの電子密度分布では、セパトリス付近での密度分布に顕著な違いが見られる。即ち、STやFRCではセパトリス付近で大きな密度勾配を持つのに対し、スフェロマックやRFPではセパトリス付近から磁気軸にかけて電子密度勾配がほぼ一様なだらかな電子密度分布となる。このことは単一生成プラズマの場合に得られた傾向と一致しており、合体と無関係の配位固有の性質である。Hq-STやFRCでは周辺部において強い $j \times B$ 力によりプラズマの熱圧力が保持されており、大きな電子密度勾配が保持されていると考えることにより説明できる。

(3) 合体過程を通じて上記のように密度分布の時間変化に有意差が見られる各種プラズマ配位であるが、いずれの配位における合体過程においても、セパトリス内には良好に粒子が閉じ込められた状態で巨視的な磁界構造の変化が生じており、極端に粒子閉じ込め特性が劣化することはない。

最後に、本研究を行うにあたり、東京大学高温プラズマ研究センターの小野靖助教授、研究室メンバーであった井通暁氏(現大阪大学)、植田喜延氏(現明電舎)よりいろいろと貴重なご助言を頂いた。また、同研究室メンバー各位、特に松山智文氏、村上将貴氏(現経済産業省)とは共同して実験

図12 各磁気面での電子数の時間変化

Fig. 12. Time evolution of the number of electrons in each magnetic surface.

を行い、多くの助力を頂いた。ここに深謝の意を表する。
(平成 14 年 2 月 28 日受付, 平成 14 年 11 月 18 日再受付)

文 献

- (1) M.Katsurai, et al.: "Experimental studies of the merging effect of two spheromak plasmas with parallel or anti-parallel toroidal fluxes", *T. IEE Japan*, Vol.107-A, No.2, pp.65-72 (1987-2) (in Japanese)
例えば, 桂井 誠, 他: 「同方向あるいは逆方向トロイダル磁界を有する 2 個のスフェロマックプラズマの合体実験」, 電学論 A, **107**, 2, pp.65-72 (1987-2)
- (2) Y.Ueda, et al.: "High power heating experiment of spherical tokamaks by use of plasma merging", *T. IEE Japan*, Vol.119-A, No.11, pp.1319-1323 (1999-11) (in Japanese)
植田喜延, 他: 「プラズマ合体を用いた球状トカマクの初期急速加熱実験」, 電学論 A, **119**, 11, pp.1319-1323 (1999-11)
- (3) H.Hayashiya, et al.: "Transition phenomena from reversed field pinch with ohmic heating current drive to low q spherical tokamak", *J. Japan Society Applied Electromagnetics & Mechanics*, Vol.10, No.2, pp.223-229 (2002) (in Japanese)
林屋 均, 他: 「逆磁場ピンチを変流器コイルにより電流駆動した際の低 q 球状トカマク配位への遷移現象」, 日本 AEM 学誌, **10**, No.2, pp.223-229 (2002)
- (4) H.Hayashiya, et al.: "Measurements of electron density profile characteristics in various kinds of plasma configurations in the TS-3 plasma merging device", *T. IEE Japan*, Vol.122-A, No.6, pp.569-574 (2002-6) (in Japanese)
林屋 均, 他: 「コンパクトトーラス合体実験装置 TS-3 における各種プラズマ配位の電子密度分布特性の計測」, 電学論 A, **122**, 6, pp.569-574 (2002-6)
- (5) H.Hayashiya, et al.: "Dynamical movements of electron density profiles in spherical tokamak merging processes", *T. IEE Japan*, Vol.122-A, No.6, pp.575-581 (2002-6) (in Japanese)
林屋 均, 他: 「球状トカマク合体過程における電子密度分布の動的挙動」, 電学論 A, **122**, 6, pp.575-581 (2002-6)
- (6) Y.Ono, et al.: "New Relaxation of merging spheromaks to a field reversed configuration", *Nuclear Fusion*, Vol.39, No.11, pp.2001-2008 (1999-11)
- (7) H.Hayashiya, et al.: "Influence of the external toroidal flux on the electron density profiles of compact torus", The Papers of Technical Meeting on Plasma Technical Committee, IEE Japan, PST-01-61, pp.51-56 (2001) (in Japanese)

- 林屋 均, 他: 「コンパクトトーラス配位における外部磁場の電子密度分布への影響」, 電気学会プラズマ研資, PST-01-61, pp.51-56 (2001)
- (8) M.Inomoto, et al.: *J. Plasma & Fusion Research*, Vol.75, No.3, pp.253-262 (1999-3) (in Japanese)
- 井通 暁, 他: 「TS-3 装置における駆動型磁気リコネクション機構の実験的解明」, プラズマ・核融合学誌, **75**, No.3, pp.253-262 (1999)

林 屋 均

AEM 学会会員。博士(工学)。

(正員) 1970 年 6 月 28 日生まれ。1999 年 3 月 東京大学大学院工学系研究科電気工学科博士課程修了後、同大学院新領域創成科学研究科先端エネルギー工学専攻助手。2002 年 7 月より JR 東日本研究開発センター勤務。大学在籍・奉職中は磁気浮上・リニアドライブ、プラズマ計測などの研究に従事し、現在は電気鉄道の電力システムに関する研究開発に従事。電気学会、日本

浅 香 剛 生

(非会員) 1976 年 5 月 14 日生まれ。2000 年 3 月 東京大学工学部電気工学科卒業後、同大学大学院修士課程において雷サージによるフラッシュオーバー現象の研究などに従事。2002 年 4 月より東芝電力システム社勤務。

桂 井 誠

(正員) 1941 年 11 月 13 日生まれ。1965 年 3 月 東京大学工学部電子工学科卒業。1970 年同大学大学院博士課程修了。同年同大学講師、1971 年同助教授、1987 年教授、1999 年より同大学院新領域創成科学研究科教授、高温プラズマ研究センター長。主としてプラズマ工学の研究に従事。電気学会、プラズマ核融合学会、IEEE 等会員。工学博士。