ディスク型 CCMHD 発電機における 境界層の影響

正員 末包 哲也 (東京工大)

正員 吉川 邦夫 (東京工大)

正員 梶島 成治 (東京工大)

Effects of Boundary Layer in Disk CCMHD Generator

Tetsuya Suekane, Member, Kunio Yoshikawa, Member, Shigeharu Kabashima, Member
(Tokyo Institute of Technology)

Two-dimensional time-dependent MHD equations representing the flow in a closed cycle MHD (CCMHD) disk generator have been solved numerically by finite difference method or finite element method in the r - z plane of the cylindrical polar coordinate system. Boundary layer phenomena in the Disk F3 a channel of FUJI-1 facility are investigated. The current and velocity distributions in the boundary layer can be obtained, and the results suggest the boundary layer separation and eddy current occurs in the MHD channel. The dependence of these boundary layer phenomena on load resistance is investigated. Finally, the results are compared with those of quasi-one dimensional analyses and experiments.

キーワード：MHD 発電，クローズドサイクル，境界層

1. 序 論

東京工業大学ではディスク型クローズドサイクル MHD (CCMHD) 発電実験装置 FUJI-1 を用いて、発電実験を行ってきた⁽¹⁾⁻⁽³⁾。その結果セシウムをシードしたアルゴンを作動気体を用いてエンタルピー抽出率 15.8% を達成している⁽³⁾。

一方、これらの実験によって得られる発電出力を予測、評価するために、準一次元モデルを用いた数値計算を行ってきた。これらの準一次元計算によって、最大出力が得られる負荷抵抗値、最適シード率、出力に与える激み点圧力の影響などがよく模擬されている。しかし、準一次元計算で予想されるエンタルピー抽出率の絶対値は実験結果よりも大きく、あまりよい一致を示さない⁽⁴⁾。特に、FUJI-1 装置のような熱入力が 10 MW クラスの発電機では、発電チャネルの高さが小さく、チャネル内の境界層の影響は非常に大きくなると予想される。

そこで、ディスク型 CCMHD 発電機の境界層に着目し、 r - z 二次元平面での数値計算コードを開発した。このコードを用いて FUJI-1 装置における実験を模擬した数値計算を行った。ディスク型 CCMHD 発電機の r - z 二次元平面での数値計算について、既に乾ら⁽⁵⁾の報告があり、その有用性が明らかになっている。

本論文では、まず今回の計算に用いたコードについて概説する。そして、ディスク型 CCMHD 発電機の境界層の特徴について説明する。このとき、特に負荷抵抗の影響について注目する。最後に実験結果と準一次元計算との比較を行う。

2. 基礎方程式と解析手法

CCMHD 発電機内の非平衡プラズマと作動流体を記述するために 2 温度モデルを用いる⁽⁶⁾。この 2 温度モデルは、マイクロ秒以下の特性時間をもつ電子系方程式と、ミリ秒以下の特性時間をもつ重粒子方程式か

ら成り立っている。

CCMHD 発電機内のプラズマには、次のような MHD 近似が成り立つ。

(i) 極めて高周波の振動現象を取扱わないので、変位電流を無視することができる。

(ii) 流体は電気伝導性をもつので容易に電荷の移動が行え、いたるところでほぼ電氣的に中性が保たれていると仮定できる。

これに加え、次の仮定をすることができる。

(iii) 磁気 Reynolds 数が小さく、磁界は定常である。

また、以下に示すそれぞれの方程式は円筒座標系の r - z 二次元で表されており、円周方向の均一性 $\partial/\partial\theta = 0$ を仮定している。

〈2・1〉 重粒子系方程式 流路内の作動流体の流れは、主流部分で超音速あるいは遷音速流れとなっており、壁面付近の境界層内で粘性の影響を強く受けた流れになっているので、これらの流れの様子は、圧縮性 Navier-Stokes 方程式によって記述される。運動量の式とエネルギーの式には MHD 効果の項が加えられる。また、作動気体に対して、理想気体の仮定を行っている。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_r}{\partial r} + \frac{\partial \rho u_z}{\partial z} + \frac{\rho u_r}{r} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \\ = \frac{j_\theta B}{\rho} + \frac{u_\theta^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{2}{3} \mu \left(2 \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \right] \\ + \frac{4}{3} \frac{\mu}{\rho r} \left[\frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r} \right] \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \\ = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \right] \\ + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{2}{3} \mu \left(2 \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) \right] \\ + \frac{1}{\rho r} \left[\frac{1}{3} \mu \frac{\partial u_r}{\partial z} + \mu \frac{\partial u_z}{\partial r} \right] \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + u_r \frac{\partial p}{\partial r} + u_z \frac{\partial p}{\partial z} - a^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + u_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \\ = (\gamma - 1) \left\{ \frac{j_r^2 + j_\theta^2 + j_z^2}{\sigma} + \frac{4}{3} \mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 \right. \\ \left. + \mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} \right)^2 + \frac{4}{3} \mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + \mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 \right. \\ \left. + \mu \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right)^2 + \mu \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} - \frac{4}{3} \mu \frac{\partial u_r}{\partial r} \frac{\partial u_z}{\partial z} + 2 \mu \frac{\partial u_r}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial r} \\ - \frac{4}{3} \mu \frac{u_r}{r} \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) \\ + \frac{4}{3} \mu \left(\frac{u_r}{r} \right)^2 + \mu \left(\frac{u_\theta}{r} \right)^2 - 2 \mu \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \\ + \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{\kappa}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \} \end{aligned}$$

$$p = \rho R T \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$a^2 = \gamma p / \rho \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 ρ : 密度、 u_r, u_θ, u_z : それぞれ r, θ, z 方向のガス流速、 p : 圧力、 T : ガス温度、 a : 音速、 j_r, j_θ, j_z : それぞれ r, θ, z 方向の電流密度、 σ : 導電率、 γ : 比熱比、 μ : 粘性係数、 κ : 熱伝導率、 R : 気体定数

〈2・2〉 電子系方程式 電子系の方程式は電離の式、一般化された Ohm の式、エネルギーの式より構成される。電子密度の緩和時間に比べ、電子温度の緩和時間は十分に短いとして、エネルギー式は定常方程式で与えている⁽⁷⁾。

$$\frac{\partial n_i^+}{\partial t} + \frac{\partial n_i^+ u_r}{\partial r} + \frac{\partial n_i^+ u_z}{\partial z} + \frac{n_i^+ u_r}{r} = \dot{n}_i^+ \quad (i = S, N) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$j_r = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (E_r + u_\theta B + \beta u_r B) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$j_\theta = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (\beta E_r + \beta u_\theta B - u_r B) \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$j_z = \sigma E_z \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{j_r^2 + j_\theta^2 + j_z^2}{\sigma} = \frac{3}{2} \frac{\partial n_e m_e k (T_e - T)}{\partial t} \sum_j \frac{\nu_j}{m_j} \\ + \sum_i \dot{n}_i^+ \left(\frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_i \right) \quad (i, j = S, N, I) \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

ここで、 S, N, I : それぞれシード原子、希ガス原子、イオン、 n_i^+ : i 粒子の数密度、 $\dot{n}_i^+$: i 粒子のイオンの生成項、 β : Hall パラメータ、 E_r, E_z : それぞれの方向の電界、 δ : 非弾性衝突係数、 n_e, m_e, T_e : それぞれ電子の数密度、電子の質量、電子温度、 ν : 衝突周波数、 ε : 電離ポテンシャル、 k : Boltzmann 定数

イオンの生成項は次の式で与えている。

$$\dot{n}_i^+ = k_{fi} n_e n_i - k_{ri} n_e n_i^+ \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで、 k_{fi}, k_{ri} : それぞれ電離速度係数と三体再結合係数

また、電荷の中性の仮定から

$$n_e = \sum_i n_i^+ \dots \dots \dots (13)$$

が成り立つ。

〈2・3〉 **Maxwell 方程式** 初めに仮定した MHD 近似によって、Maxwell 方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0 \dots \dots \dots (14)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r j_r) + \frac{\partial j_z}{\partial z} = 0 \dots \dots \dots (15)$$

〈2・4〉 **計算方法と境界条件** 図 1 に数値計算を行う領域を示す。高さはチャンネル対称面を 0 としている。計算はスロートの上流からカソードの下流端まで行う。重粒子系方程式は、上壁面から下壁面まで計算を行っているが、電子系方程式は、 z 方向に対して、中心面に対して対称であると仮定して計算を行っている。

重粒子系方程式および電離の式を有限差分法の一つである MacCormack 法を用いて解く⁽⁸⁾。MHD 相互作用下において正当であることが示された乱流モデルがこれまでに存在しないために、乱流モデルは特に指定せず、分子粘性のみで重粒子方程式を解いている。Biswas ら⁽⁹⁾の研究によって、高い発電出力を得るほど境界層の発達が激しくなることが示されているが、分子粘性のみでは依然として境界層の影響を過大評価する恐れがあり、今後の検討課題である。

一方、一般化された Ohm の式と Maxwell 方程式を解くために、次のようにポテンシャル関数 ϕ を定義する。

$$E_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r}, \quad E_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \dots \dots \dots (16)$$

一般化された Ohm の式と Maxwell 方程式から

図 1 ディスク型 MHD 発電機の形状
Fig. 1. Configuration of disk MHD generator.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\sigma r}{1 + \beta^2} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma r \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\sigma r}{1 + \beta^2} (u_\theta B + \beta u_r B) \right] \dots \dots \dots (17) \end{aligned}$$

が得られる。

この楕円型方程式を有限要素法の一つである Galerkin 法を用いて解く。有限要素法に用いた節点が差分法で用いる格子点と重なるような有限要素を用いて計算を行った。

境界を図 1 に示すように分割する。境界 $\partial D1$, $\partial D2$ はそれぞれアノード上とカソード上であり、境界 $\partial D3$, $\partial D5$ はそれぞれ絶縁壁上とチャンネル対称面である。また、境界 $\partial D4$, $\partial D6$ はそれぞれ入口境界と出口境界である。有限差分法部では入口境界 $\partial D4$ で全圧と全温度と電子温度を与え、出口境界 $\partial D6$ で流れが亜音速ならば静圧を与える。また、壁面上 $\partial D1$, $\partial D2$, $\partial D3$ で流速が 0 としている。電位ポテンシャルに関する境界条件は境界 $\partial D1$ と $\partial D2$ において以下のような基本境界条件 (Dirichlet 条件) が必要である。

$$\phi = 0 \text{ on } \partial D1 \text{ Anode} \dots \dots \dots (18)$$

$$\phi = V_h \text{ on } \partial D2 \text{ Cathode} \dots \dots \dots (19)$$

他の境界に関しては自然境界条件 $\partial \phi / \partial n = 0$ が成り立っており、電位ポテンシャルに対して境界条件を定める必要がない。

計算の収束の判定は Hall 電圧と Hall 電流が一定になることと、 $z=0$ における半径方向の諸量の分布の時間変化が小さくなることで判断した。以下で示す計算結果はすべて、計算が収束した後の 200~300 μs の平均値である。

3. FUJI-1 を対象とした数値シミュレーション

〈3・1〉 **計算条件** FUJI-1 実験装置で最も高いエンタルピー抽出率が得られた実験 RUN 6208 の結果⁽³⁾を比較の対象とするために、これと同じ条件で計算を行った。発電機は FUJI-1 装置の Disk F3a 発電機である⁽¹⁰⁾。作動気体はアルゴンとし、シード物質はセシウムとした。 u_θ は半径方向分布として、 $u_\theta = -200r + 15 \text{ m/s}$ で与えられる分布を仮定し、 z 方向は境界層厚さがチャンネル高さと同じとし、1/7 乗則で分布を与えた。磁界 B は装置での測定値を三次関数で近似し、 $B = 4.70 + 1.54r - 23.6r^2 + 15.0r^3$ (T) で与えた。

入口境界条件として、発電機上流の澱み点圧力を 0.45 MPa、澱み点温度を 1,900 K とし電子温度を 2,000 K とした。出口境界条件として、作動流体が亜

音速の場合、静圧が0.02 MPaとなることを仮定した。負荷抵抗を0.1~3.0 Ω で変化させ、シード率を 2.0×10^{-4} とした。

〈3・2〉 境界層の特徴と負荷抵抗の影響 図2に計算によって得られた三つの負荷抵抗に対する発電機内の電流の分布の様子を電流流線で示す。同図は r 方向に比べて z 方向を拡大したスケールで描いているので注意しなければならない。アノード上流部付近から流れ出した電流は、発電チャンネル中央部を通過してカソード下流端付近に流入している。アノード下流付近から流出した電流は、アノード上で渦電流を描いて再びアノードへ流入している。カソード上流端領域でも同様な様子が見られ、カソード上流端付近から流出した電流が下流端付近に流入している。発電チャンネル内壁面付近の領域では電流がカソードからアノードへと逆流し、渦電流を生じている。また、発電チャンネル入口の絶縁壁近傍に低負荷抵抗ほど大きい電流の流れていない領域が存在する。

図3に半径方向のHall電位分布を示す。図2に示した電流の流れていない領域は、図3に示した半径方

(a) 0.1 Ω (b) 0.8 Ω (c) 3.0 Ω

図2 チャンネル内の電流分布に与える負荷抵抗の影響

Fig. 2. Effect of the load resistance on the current distribution.

向のHall電位分布の半径方向に電位が小さくなっている領域に対応している。

起電力と電界、流速、Faraday電流密度の $r=0.335$ mの半径位置における z 方向の分布を三つの負荷抵抗に対して図4に示す。どの負荷抵抗においても電界は z 方向にほとんど変化しないが、起電力は壁面に近づくに従い小さくなっている。このような起電力の z 方向の変化は、(b)図に示すように流速の変化によるものであり、高負荷抵抗ほど壁面付近での流速は遅く、3.0 Ω では境界層が剥離している。(c)図に示すように、どの負荷抵抗においても絶縁壁近傍のFaraday電流密度は大きく、絶縁壁近傍で大きなLorentz力が作動流体に作用している。このために、絶縁壁近傍の流速は大きく減速されている。起電力に比べて電界の絶対値が大きくなるとHall電流の流れる方向が変わり、図2に示すように電流の逆流が生じる。(a)図より、高負荷抵抗ほど起電力が電界の絶対値より小さくなっている領域が広いことがわかる。

負荷抵抗の変化によって発電チャンネル内の電流の流れ方の変化を見るために、図5に発電機内で電流がアノードからカソードへと順方向に流れている領域と、カソードからアノードへと逆方向に流れている領域の境界を示した。つまり、それぞれの負荷抵抗によって得られた境界線上では、 $j_r=0$ であり、この境界より下の領域では $j_r>0$ であり、電流はアノードからカソードへと流れ、この境界より上で絶縁壁より下の領域では $j_r<0$ であり、電流はカソードからアノードへと流れている。このように、高負荷抵抗ほど電流の逆流する領域は広くなっていて、順方向に流れる領域は狭くなっている。

図3 半径方向のHall電位分布

Fig. 3. Distributions of Hall potential along r -direction.

図 4 z 方向の (a) 起電力と電界, (b) 流速, (c) Faraday 電流密度の分布

Fig. 4. Distributions of (a) electromotive force, (b) velocity, (c) Faraday current density, along z -direction.

図 5 電流の流れる方向が変わる境界線の様子
Fig. 5. Profiles of boundaries where current direction changes.

図 6 異なった半径位置における流速分布の様子
Fig. 6. Velocity profiles at different r -locations.

図 6 に計算によって得られた流速分布の半径方向の変化の様子を三つの負荷抵抗に対して示す。発電チャネル内で主流は速やかに消失し、主流が消失する半径位置は高負荷抵抗ほど小さい。つまり、高負荷抵抗ほど境界層が厚くなっていることがわかる。どの負荷抵抗に対しても、境界層の剥離している様子が見られる。この境界層剥離は図 4(c) に示したように、境界

図7 FUJI-1実験の結果および準一次元計算の結果との比較

Fig. 7. Comparison of present results with the data of FUJI-1 experiments and quasi-one-dimensional calculations.

層内で主流より大きな Faraday 電流が流れることによって生じる主流よりも大きな境界層内での Lorentz 力による。また、FUJI-1 装置の Disk F 3 a 発電機はスロート部分が $z=0$ に対して非対称であり、今後、詳細な検討を行うためには電子系方程式を下壁面から上壁面まで解く必要がある。

〈3・3〉 準一次元計算および実験結果との比較

最後に、今回の計算結果と実験結果および準一次元計算⁽⁴⁾⁽¹¹⁾との比較を行う。今回の二次元計算と準一次元計算および実験によって得られた電圧電流特性を図7に示す。今回の計算結果と準一次元計算の計算結果を比べると、負荷抵抗が $0.8\ \Omega$ のときに電圧電流の特性線は交差していて、これより高負荷抵抗側で今回の計算のほうが出力が小さく、低負荷抵抗側で出力が大きくなっている。この結果、準一次元計算に比べて今回の計算結果のほうが、実験結果の電圧電流特性に近づいている。これは図5に示したように、負荷抵抗が大きいほど電流の逆流する領域が広くなることと対応している。つまり、高負荷抵抗側で、逆流する電流が大きいために準一次元計算に比べて電圧は小さくなり、逆に低負荷抵抗側で逆流する電流が小さく得られる Hall 電流は準一次元計算に比べて大きくなっている。そして、 $0.8\ \Omega$ のとき、Hall 電流に関する限り、準一次元計算で仮定した排除厚さが電流の逆流をうまく表現していると思われる。

4. ま と め

非平衡ディスク型 MHD 発電機の境界層の振舞い

に着目した、 r - z の二次元平面での数値解析コードの開発を行い、FUJI-1 装置を用いての実験を模擬した数値計算を行った。

境界層内の起電力が小さい領域を通して Hall 電流が逆流する。速度境界層が高負荷抵抗になるに従い厚くなるので、Hall 電流の逆流する領域も高負荷抵抗ほど広くなる。その結果、得られる電圧電流特性の傾きは準一次元計算で得られるものより小さくなり、準一次元計算に比べて実験結果と近い電圧電流特性が得られた。

(平成4年7月21日受付, 同4年9月21日再受付)

文 献

- (1) H. Yamasaki, et al.: "High Interaction Disk Experiments in The FUJI-1 Facility", Proc. of 26th Symp. on Engineering Aspects of MHD, p. 7.1.1 (1988)
- (2) H. Yamasaki, et al.: "High Enthalpy Extraction in The FUJI-1 Disk Generator Experiments", Proc. of 10th Inter. Conference on MHD, Vol. III, p. X II. 30 (1989)
- (3) N. Harada, et al.: "High Enthalpy Extraction Demonstration with Closed Cycle Disk Generators", Proc. of 28th Symp. on Engineering Aspects of MHD, p. IX. 3-1 (1990)
- (4) 梶島・角田・松原・山岬: 「数値シミュレーションからみた FUJI-1 実験」, 第12回エネルギー利用と直接発電シンポジウム予稿集, p. 34 (平2)
- (5) 乾・石川・卯本: 「非平衡ディスク型 MHD 発電機の境界層を考慮した二次元解析」, 電学論 B, 112, 507 (平4-6)
- (6) J. L. Kerrebrock: "Nonequilibrium Ionization Due to Electron Heating: 1 Theory", AIAA J. 2, 1072 (1964)
- (7) T. Hara, A. Veeffkind & H. Th. Reijters: "A Numerical Investigation of The Inhomogeneous Discharge Structure in Noble Gas MHD Channel", Proc. of 19th Symp. on Engineering Aspects of MHD, p. 7.2.1 (1981)
- (8) R. W. MacCormack: "The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Cratering", AIAA Hypervelocity Impact Conference, AIAA Paper, No. 69-354 (1969)
- (9) D. Biswas, et al.: "Boundary Layer Effects in He and Ar Driven Disk MHD Generators", Energy Convers. Mgmt., 28, 105 (1988)
- (10) 末包, 他: 「ヘリウムを用いた FUJI-1 Disk 型発電機の性能(その1 電気特性)」, 電気学会新・省エネルギー研資, ESC-90-13, p. 1 (平2)
- (11) K. Tsunoda, et al.: "Analyses of Flow Behavior in a Disk MHD Generator on FUJI-1 Experiment", Proc. of 14th Efficient Use of Energy and Direct Electrical Power Generation, p. 8.2.1 (1992)

末 包 哲 也 (正員)

昭和43年1月8日生。平成4年3月東京工業大学総合理工学研究科エネルギー科学専攻修士課程修了。同年4月同大学総合理工学研究科エネルギー科学専攻博士課程進学, 現在に至る。主として, MHD 発電に関する研究に従事。日本機械学会会員。

吉 川 邦 夫 (正員)

昭和 28 年 5 月 2 日生。54 年 3 月東京工業大学大学院総合理工学研究科エネルギー科学専攻修士課程修了。同年 4 月三菱重工(株)広島研究所入社。55 年 4 月東京工業大学大学院総合理工学研究科エネルギー科学専攻助手，平成 2 年 11 月同助教授，現在に至る。主として，MHD 発電を中心とするエネルギー変換工学ならびに高温熱工学に関する研究に従事。

樫 島 成 治 (正員)

昭和 14 年 7 月 30 日生。39 年九州大学大学院修士課程修了。40 年 10 月東京工業大学理学部応用物理学科助手，55 年 2 月同大学院総合理工学研究科エネルギー科学専攻助教授，63 年 4 月同教授，現在に至る。主として，MHD 発電，プラズマ物理に関する研究に従事。