非平衡 MHD 発電プラズマの壁面損失

正員 奥野喜裕 (東工大)

Losses of Non-equilibrium MHD Power Generation Plasmas on Wall Surfaces
Yoshihiro OKUNO, Member (Tokyo Institute of Technology)

Charged particle losses on wall surfaces in non-equilibrium MHD power generation plasmas are examined numerically, taking account of the effective flux toward the wall and the surface recombination on it. Electron temperature and density in the bulk plasma are found to be decreased owing to the losses, in particular under the conditions of low bulk electron temperature, low seed fraction and narrow generator channel. Input seed fraction can be reduced by possible sticking of seed material to a cold wall, which is attributed to the flux of seed ions toward the wall. The results obtained suggest that the charged particle losses should be taken into account in the estimate of the performance of MHD generators with narrow channels.

キーワード: 非平衡 MHD 発電プラズマ、荷電粒子損失、表面再結合、シード付着

1. まえがき

アルカリ金属を微量にシードした希ガスを作動気体とする非平衡 MHD 発電は、プラズマの非平衡電離現象を利用することから、比較的低い作動気体温度 (~ 2000 K) においても高効率運転が可能で、燃料電池やガスタービン複合発電に続く次期新発電方式として期待されている⁽¹⁾。ディスク形発電機を用いた東工大「FUJI-1」MHD 実験装置では、高エンタルピー抽出率 (発電出力/熱入力) を実現し、発電効率の更なる向上を目的とした実験が継続して行われている⁽²⁾。MHD 発電は、基本的には熱機関であるので、燃料電池や太陽電池に比べてスケールメリットが大きい⁽³⁾。このことは、逆に、規模 (熱入力) の小さな実験機においては、商用規模の発電機で必要とされるエンタルピー抽出率が得られても、(壁面積/体積) 比が大きいことに起因して作動流体の圧力、熱損失が大きく、発電性能の指標の 1 つである断熱効率に限界が生じることを意味する。

このようなことから、発電性能を評価することを目的とした数値シミュレーションでは、流れ場の準一次元的取り扱いでは実効的な流体の圧力・熱損失を⁽⁴⁾、また二次元的取り扱いでは境界層を考慮するなど⁽⁵⁾流体諸量の損失の評価には細心の注意が払われてきた。しかし、MHD 発電プラズマ、特に電子に対する損失に関しては、「体積的な」損失 (例えば、電子とイオンの体積再結合、電子の他粒子との衝突によるエネルギーの損失など) だけが考

慮され、壁面での「表面的な」損失は、境界層を含む二次元数値シミュレーションでさえも考慮されていない⁽⁵⁾。

一方、「FUJI-1」装置や衝撃波管装置⁽⁶⁾を用いた発電実験では、数値シミュレーションから想定されるシード率より高い値で、高い発電出力が得られる場合が多い。シード率は発電性能に直接影響を与えることからその計測は高精度になされ、計測点 (通常発電機入口よりかなり上流側) での値の信頼性は高いものと考えられる。しかし、現「FUJI-1」装置での発電実験終了後に見られる発電機の水冷電極近傍のシード物質の付着の痕跡は、発電機内でのシード率が計測点での値より低いことを示唆する。また衝撃波管装置では、電極だけでなく絶縁壁も常温であるので、シード物質の付着により流体の流れ方向にシード率が低下することも考えられる。作動気体から見れば付着は壁面でのシード物質の「表面的な」損失である。これは、後で述べるように、シードイオンが壁表面で再結合しそのまま付着するものとすれば、壁面でのイオンの損失といえる。

以上のことから、本論文では壁面での荷電粒子の損失に関する基礎的な検討を行う。明らかにように、壁面近傍の現象を厳密に取り扱うには境界層内でのプラズマ挙動を把握する必要があるが、後述のとおり、ここでは局所的または準一次元的な MHD プラズマにおいて壁面に向かう実効的な荷電粒子束を導入し、壁面での損失がプラズマ諸量に与える影響を考察する。結果として、大きな (壁面積/体積) 比をもつ実験機の発電性能をシミュレ

トする場合、商用規模の発電機とは異なり、実験条件あるいは装置条件によってはプラズマの壁面での損失を考慮することが必要となる場合があることを指摘する。

2. MHDプラズマの壁面損失のモデリング

電子、シード（セシウム）イオン、シード中性原子、希ガス（アルゴン）中性原子から成る非平衡MHDシードプラズマを考える。電子の温度、数密度を T_e 、 n_e とする。シードイオン、シード中性原子、希ガス中性原子の数密度をそれぞれ、 n_i 、 n_s 、 n_a とし、それらは同じ温度 T_g を持つものとする。すなわち、このプラズマ系は T_e と T_g の2温度で記述できるものとする⁽⁷⁾。またシード原子の全数密度を n_{s0} ($= n_s + n_i$) とする。ここでは、電子温度 T_e がおよそ 6000 K 以下のプラズマを対象とし、希ガスの電離は考慮しない。したがって、プラズマの電気的中性から $n_e = n_i$ となる。更に電離不安定性が生じると考えられる電子温度においても、プラズマの不均一構造による影響はないものとする。なお、発電回路はディスク形状とし、壁は絶縁物または電氣的に浮遊状態にある金属とする。

定常状態での荷電粒子（イオン）の保存式は、流れ方向（ r 方向）の流路断面積変化を考慮した準一次元形式で示すと、

$$\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial r} (n_i u_i A) = \dot{n}_{iv} - \Gamma_i \frac{2}{h} \dots \dots \dots (1)$$

となる。ただし、 A 、 u_i は流路断面積、および流れ方向のイオンの速度で、右辺第1項は正味の体積的なイオンの生成割合、第2項は本研究で導入した壁に向かうイオン束による実効的な損失割合を示す。第1項 $\dot{n}_{iv} = k_i n_e n_s - k_r n_e^2 n_i$ (k_i 、 k_r はそれぞれ電離係数、三体再結合係数) であり⁽⁷⁾、第2項の壁面での損失割合は、壁に向かうイオン束 Γ_i に（壁面積／体積）比を乗じて与えられるものとした。ディスク形発電回路では流路高さを h とすると（壁面積／体積）比は $2/h$ となる。本研究では、境界層内においても非平衡電離状態が維持されているものとし ($T_e > T_g$)、壁面近傍に形成されるシースとプラズマとの境界での電子温度は代表的な電子温度 T_e に等しいと仮定する。この仮定と、代表的な非平衡MHDシードプラズマの条件では電子のデバイ長は平均自由行程よりも非常に小さいことから、イオン束 Γ_i は非平衡電離状態における平面シースの理論⁽⁸⁾を適用して、

$$\Gamma_i = \gamma n_i \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \dots \dots \dots (2)$$

で与えられるものとする。ただし、 k はボルツマン定数、 m_i はイオンの質量である。 γ は T_i/T_e (T_i はイオン温度 $= T_g$) で決まる定数で、 $T_g/T_e \sim 10^{-1}$ であることから $\gamma = 0.51$ とした⁽⁸⁾。

電子温度 T_e は、局所的な電子エネルギーのバランスで決まり、

$$\frac{j^2}{\sigma} = 3n_e k(T_e - T_g) \sum_j \frac{m_e}{m_j} \nu_j + \left(\frac{3}{2} kT_e + \epsilon_i \right) \dot{n}_{iv} + (kT_e) \Gamma_e \frac{2}{h} \dots \dots \dots (3)$$

で与えられるものとする。 j 、 σ はそれぞれ電流密度、電気伝導度で、 m_j 、 ν_j 、 ϵ_i はそれぞれ j 粒子（シード中性原子、イオン、希ガス原子）の質量、電子と j 粒子との衝突周波数、シード原子の電離電圧である。左辺はジュール加熱、右辺第1項は電子の他粒子との弾性衝突によるエネルギー損失、第2項は荷電粒子生成に消費される正味のエネルギー、第3項は電子圧力に起因するエネルギー流出を示す。ここで、壁が絶縁物または電氣的に浮遊状態にある金属の場合、電子束 Γ_e はイオン束 Γ_i に等しく、また例えば(1)式の右辺が零の場合、すなわち壁面での損失を補うだけの荷電粒子生成が必要な場合は、(3)式右辺第2、3項に関する実効的なエネルギー損失は、

$$\left(\frac{3}{2} kT_e + \epsilon_i \right) \dot{n}_{iv} + (kT_e) \Gamma_e \frac{2}{h} = \left(\frac{5}{2} kT_e + \epsilon_i \right) \Gamma_e \frac{2}{h} \dots \dots \dots (4)$$

とも表される。なお、ジュール加熱は、ディスク形発電機では負荷率 K_h を用いると、

$$\frac{j^2}{\sigma} = \frac{\sigma u^2 B^2}{1 + \beta^2} (1 + K_h^2 \beta^2) \dots \dots \dots (5)$$

で表される。ここで、 B 、 β 、 u はそれぞれ磁束密度、ホール係数、作動気体の流速である。

3. 局所MHDプラズマにおける壁面損失の影響

局所的な非平衡MHDシードプラズマにおいて、壁面での損失がプラズマ諸量に与える影響を検討する。(1)式において空間微分項を零とおき、 $n_s = n_{s0} - n_i$ を代入すると、

$$k_i n_e (n_{s0} - n_i) - k_r n_e^2 n_i - \gamma n_i \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \frac{2}{h} = 0 \dots \dots \dots (6)$$

となる。したがって、イオン密度 n_i は、MHD発電の適当な作動条件の下で電子温度 T_e の関数として与えられる。ここでは、代表的な作動条件として、激み点圧力、温度をそれぞれ 4.5 atm、2000 K とし、マッハ数を 2.0、印加磁束密度を 4 T とした。

図1は、流路高さ h が無限大 ($h \rightarrow \infty$) の場合のイオン密度 n_{i0} に対する有限高さの場合のイオン密度 n_i の比を電子温度の関数として示したものである。 n_{i0} は壁面での損失を考慮しない従来のモデルが与える密度（サハ平衡値）に対応する。 ϵ はシード率（シード原子数／希ガス原子数）である。この図から、(i) 電子温度が低いほど壁面損失の影響を受け、およそ $T_e < 3500$ K のシード弱電離領域でのイオン密度の減少割合は著しいこと、(ii) 流路が狭い (h が小さい) ほど、また (iii) シード率が低いほど、 n_{i0} からのずれがより高い電子温度から生じることがわかる。(i) および (iii) の現象は、電子温度の低下と

図1 電子温度に対する n_i/n_{i0} 比 ただし、 n_{i0} は流路高さが無限大の場合のイオン密度、 n_i は有限高さの場合のイオン密度

Fig. 1. Ratio (n_i/n_{i0}) as a function of electron temperature T_e . n_i and n_{i0} denote ion densities at finite and infinite channel heights, respectively.

図2 シード率 ϵ と流路高さ h に対する、 $n_i/n_{i0} = 0.95$ となる電子温度 T_{ec}

Fig. 2. Electron temperature T_{ec} at $n_i/n_{i0} = 0.95$ as functions of seed fraction ϵ and channel height h .

もに電離係数 k_i が急激に減少し、またシード率に比例してシード原子数密度 n_{s0} が減少することにより、(6)式第1項の電離によるイオン生成の割合が減少し、第3項で示される壁面損失の割合が相対的に大きくなることに起因する。すなわち、電子温度の低下とともに壁面に向かうイオン束は減少するが、イオン生成割合の減少はそれよりも著しい。

図1からわかるように、 h と ϵ を設定すれば、 n_i が n_{i0} からずれはじめる電子温度の目安を与えることができる。図2はシード率 ϵ と流路高さ h に対して、 n_{i0} からのず

れ (n_i/n_{i0}) が 0.95 となる電子温度 T_{ec} を示したものである。先に述べたように、流路が狭くシード率が低いほど、 n_{i0} からのずれがより高い電子温度ではじまる。同図は、例えば、 $h = 2\text{cm}$ 、 $\epsilon = 1 \times 10^{-4}$ の場合、電子温度が 3500 K 程度であれば n_i は n_{i0} (サハ平衡値) にほぼ等しいが、電子温度が 3000 K 程度 (数値シミュレーションにおいて、発電機入口での境界条件として用いられる場合がある⁽⁹⁾) であれば、サハ平衡値からずれ、壁面の影響を考慮すべきであることを示している。

負荷率 K_h を設定すると(5)式を用いて、(3)、(6)式を同時に満足する電子温度が得られる。図3(a)および3(b)は、負荷率 K_h がそれぞれ 0.1 および 0 のとき得られる電子温度をシード率の関数として示したものである。図3(a)からわかるように、流路が狭いほど同じ負荷率でも得られる電子温度は低い。これは狭いほど壁面に向かう実効的な電子束が大きくなることに起因する。しかし、いずれの高さの場合も、シード率により多少の変化はあるもののシード完全電離に相当する電子温度 ($T_e > 4000\text{K}$) が得られる。図3(b)の負荷率条件 $K_h = 0$ は、負荷抵抗が 0Ω のとき、または金属で構成された壁面をもつ流路部分に対して与えられ、電氣的に短絡された発電機入口上流のノズル領域、あるいは電氣的に浮遊状態にある中間電極⁽²⁾領域等に対応する。図3(b)に示されているように、負荷率 $K_h = 0$ のときシード率の増加とともに電子温度は増加する。また同図(a)と同様、流路が狭いほど壁面の影響を受け、得られる電子温度は低い。注目すべき点は、同図(a)と異なり、ある流路高さに対して(3)、(6)式を同時に満足する電子温度が得られるシード率の範囲が限定されていることである。この限界シード率は流路が狭いほど高く、 $h = 2\text{cm}$ 程度の実験機で $K_h = 0$ の場合、プラズマの生成・維持に最低でも 2×10^{-4} 程度のシード率を必要とすることを示唆する。

4. シード物質の壁面付着

(1)式のシードイオンの保存則に対して、シード中性原子の保存則は、

$$\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial r} (n_s u A) = -\dot{n}_{iv} \dots \dots \dots (7)$$

となり、シード原子の全数密度 ($n_{s0} = n_s + n_i$) に関しては(1)式に(7)式を加えて、

$$\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial r} (n_{s0} u A) = -\delta_s \Gamma_i \frac{2}{h} \dots \dots \dots (8)$$

で与えられる。ただし、このモデルにおいてはシード中性原子の壁に向かう物質輸送 (伝達) は無視し、またシードイオン、中性原子は同じ半径方向速度 u をもつものとした。また、(8)式右辺の δ_s はシード原子の実効的な壁での付着確率で ($0 \leq \delta_s \leq 1$)、未知量であるが、壁面温度や壁面近傍の流れの様子などによって決まる量である。壁に向かう荷電粒子束の存在によりイオンは壁面で再結

図3 シード率 ε の関数とした電子温度 T_e
(a) 負荷率 $K_h = 0.1$, (b) $K_h = 0$
Fig. 3. Electron temperature T_e as a function of seed fraction ε . (a) $K_h = 0.1$, (b) $K_h = 0$

合し中性原子となるが、(8)式は、 $\delta_s = 0$ のときその中性原子が再び気体中に戻ることでシード原子の全数密度は一定に保たれ、 $\delta_s \neq 0$ のときその中性原子はある確率で付着しシード原子の全数密度が減少することを表す。したがって、このモデルは例えば印加磁界の有無などによるプラズマ生成の有無でシード物質の付着の様子が異なることを示唆する。

電離度を $\alpha (= n_i/n_{s0})$ とし、シード率 $\varepsilon (= n_{s0}/n_a)$ を用いると(8)式は、

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = -\frac{\varepsilon}{\lambda_s}, \quad \lambda_s = \frac{u}{\alpha \gamma} \sqrt{\frac{m_i}{k T_e}} \frac{h}{2 \delta_s} \dots \dots \dots (9)$$

となる。ここで、 λ_s は付着によるシード率の減少に関する特性長さである。

図4は、先に示した代表的な作動条件の下で、電子温度に対する特性長さ λ_s をシード率をパラメータとして示したものである。ただし、 $h = 2$ cm で、最も極端な例として $\delta_s = 1$ (完全付着) とした。(9)式に示したように、

図4 電子温度 T_e に対するシード率減少の特性長さ λ_s
Fig. 4. Characteristic length λ_s against electron temperature T_e .

λ_s は h に比例し、 δ_s に反比例する。シード弱電離状態に相当する低電子温度では、電子温度の低下とともに電離度 α が急激に減少するので λ_s は増加するが、シード完全電離状態に相当する電子温度 ($T_e > 4000$ K) では、あまり電子温度、シード率によらず、 $\lambda_s = 3 \sim 5$ cm 程度となる。実際にはシード物質が完全に付着することは考えられないが、「FUJI-1」実験装置におけるディスク形発電機の水冷電極は 3cm 程度、また衝撃波管実験装置での発電回路は 数10cm 程度であることを考えれば、シード物質の付着は皆無とはいえず、発電性能をシミュレートする場合、付着によるシード率の減少を考慮することが望ましいといえる。

以上のことをふまえ、次に流路内の非平衡MHDシードプラズマの準一次元的な挙動に関して、単純な系における例を示す。

5. 非平衡MHDプラズマの流路内挙動の例

一例として、「FUJI-1」発電実験装置規模のディスク形発電機において、発電機入口上流のノズル領域と電極(アノード)領域でのプラズマの挙動を考える。発電機入口での電子諸量は発電性能に強く影響を与えるので、この領域でのプラズマ挙動の解明は重要な研究テーマの1つである。解明には電離過程を考慮するなど正確なモデルが必要となる⁽¹⁰⁾が、本研究では壁面の影響を明らかにすることを目的としているので、本論文で提案したモデルを用いてプラズマの挙動を検討する。電極(アノード)は通常接地されるが、ここではモデルの仮定上、電氣的に浮遊状態にあるものとする。

図5に対象としたディスク形発電回路を示す。計算範囲は半径 r が 0.11 m から 0.17 m までで、そのとき流路高さ h が 16 mm から 19 mm まで直線的に増加する流路とした。 $r = 0.11 \sim 0.14$ m での壁面は絶縁物で構成

図5 対象としたディスク形発電回路
Fig. 5. Disk channel examined here.

されているとし、 $r = 0.14 \sim 0.17$ m は電極領域とした。作動条件として、澱み点圧力、温度をそれぞれ 4.5 atm、2000 K、 $r = 0.11$ m でマッハ数を 1.92 とし、流れ方向の流体諸量は等エントロピー関係式で与えた。 $r = 0.17$ m でのマッハ数は 2.83 である。印加磁束密度は、計算範囲において 4.56 T から 4.38 T まで流れ方向に直線的に減少するものとした。また負荷条件は、ノズル領域が電氣的に短絡されているものとして、全計算領域において負荷率 $K_h = 0$ とした。計算には、(1)、(3) および (8) 式を用い、 $r = 0.11$ m での入口プラズマ条件として、(6) 式を満足するプラズマが生成されているものとした。

ここでは、(a) 壁面での損失を考慮しない場合（従来のモデルに相当する）、(b) 壁面での荷電粒子の損失は考慮するが、電極表面が高温でシード物質の付着が無い ($\delta_s = 0$) とした場合、(c) 電極表面が低温で、多少非現実的ではあるがシード物質が完全に付着する ($\delta_s = 1$) とした場合の3つの場合について比較検討する。ただし、絶縁壁は常に高温でシード物質の付着は無いものとした。図6に投入シード率が 3×10^{-4} の場合の、シード率 ε 、電子温度 T_e 、電子密度 n_e の流れ方向 (r 方向) 変化を示す。まず (a) と (b) を比較すると、(b) における電子温度は壁面損失の影響で (a) の場合よりも全域で低いが、それでも 3700 ~ 4100 K 程度の温度が得られ、電子密度への影響は小さいことがわかる。これは後でも述べるように、比較的高いシード率を設定したことに起因する。(c) の場合、シード物質の付着により電極領域でシード率は投入した 3×10^{-4} から半分の 1.5×10^{-4} までおよそ指数関数的に低下する。シード率の減少割合が大きい $r = 0.14 \sim 0.15$ m では、荷電粒子生成に消費されるエネルギー ((3) 式右辺第2項) が減少することに起因して電子温度は増加するが、その後 ($r > 0.15$ m) 緩やかに低下する (図3 (b) 参照)。なお、電子密度は、シード率の減少に対応して低下する。

以上のような図6に示した現象は、投入シード率がおおよそ 2.5×10^{-4} 以上で見られる。しかし、シード率が 2×10^{-4} より低いと、図3 (b) と同様に、壁面での損失の影響を受け入口 ($r = 0.11$ m) プラズマ条件である (6) 式

図6 シード率 ε 、電子温度 T_e 、電子密度 n_e の流れ方向 (r 方向) 変化 (投入シード率: 3×10^{-4})

Fig. 6. Profiles of seed fraction ε , electron temperature T_e , and electron density n_e in radial (r -) direction. (Input seed fraction is 3×10^{-4})

を満足する解が存在しない。すなわち解析上非平衡プラズマを生成・維持できない。そこで、強制的に $r = 0.11$ m での電離度を 0.2 とし、計算した結果を図7に示す。ただし、投入シード率は 1×10^{-4} である。壁面の影響を考えない従来のモデル (a) では、シード完全電離に相当する電子温度が得られる。しかし、壁面を考慮した (b)、(c) の場合、入口電離度を高く設定したにもかかわらず電子温度は非常に低く、十分な非平衡プラズマは生成されていない。結果として、電子温度・密度とも低いプラズマが発電領域 ($r > 0.17$ m) に流入する。ただし、十分な非平衡プラズマが生成しないことに起因して、電極でのシード物質の付着はほとんど無くシード率はほぼ一定に保たれる。これら図6および図7の結果は、壁面損失の影響で、シード率が 3×10^{-4} 程度と 1×10^{-4} 程度とでは生成されるプラズマ状態が大きく異なることを示し、発電機入口で十分な非平衡電離プラズマが得られるか否かに関して投入シード率の閾値の存在を示唆する。またこれらのことを別の観点から考えると、発電機の断熱効率の向上のために、流体力学的見地から明らかなように発電回路の高い (熱入力の大い) 発電機が必要であるが、このことは同時に低シード率での運転を可能にするためにも必要であることを暗示する。

先に述べたように、本研究ではプラズマとシースの境

図7 シード率 ε 、電子温度 T_e 、電子密度 n_e の流れ方向 (r 方向) 変化 (投入シード率: 1×10^{-4})

Fig. 7. Profiles of seed fraction ε , electron temperature T_e , and electron density n_e in radial (r -) direction. (Input seed fraction is 1×10^{-4})

界での電子温度が代表的な電子温度と等しいと仮定した。またシード付着に関しては乱流による物質輸送や壁に堆積したシード物質からのシード原子供給等が考えられる。それらの正確な評価には、少なくとも流体の境界層内のプラズマ挙動を考慮し得る二次元シミュレーションが必要であることを最後に付け加えておく。

6. 結論

本論文では、実験規模の発電流路内の局所的または準一次元的な非平衡MHDシードプラズマにおいて、壁面に向かう実効的な荷電粒子束を導入し、壁面での損失がプラズマ諸量に与える影響を検討した。得られた結果を以下にまとめる。

- (1) 電子温度が低いほど壁面損失の影響を受け易く、特にシード弱電離領域での荷電粒子の減少割合は著しい。また流路が狭く、シード率が低いほど壁面損失の影響は大きい。
- (2) 流路が狭いほど、壁面に向かう実効的な電子束が大きくなるので、得られる電子温度は低い。
- (3) シードイオンは壁面で再結合し中性原子となるが、それが壁面に付着する場合シード率の減少は無視できない。最も極端な完全付着を仮定した例では、3 cm の低温壁面でシード率は約半分低下した。

- (4) 負荷条件によっては電子のエネルギーバランスを満足する電子温度が得られるシード率に下限が存在する。この限界シード率は流路が狭いほど高い。このことに関連して、準一次元計算結果は、発電機入口でのプラズマ状態を大きく左右するシード率の閾値の存在を示唆した。

以上ここで得られた結果は、実験規模の発電機の性能をシミュレートする場合、実験条件あるいは装置条件によっては、プラズマの壁面での損失を導入して電子温度や密度を評価し、またシード率の流れ方向の減少を考慮することが必要となる場合があることを示している。

(平成7年3月27日受付、同年5月23日再受付)

文 献

- (1) 山岬裕之: 「着実に開発進むMHD発電」, 電学誌, **113**, 473 ~ 476 (平5-6)
- (2) T. Okamura, et al.: "Review and New Results of High Enthalpy Extraction Experiments at Tokyo Institute of Technology", *Proc. of 32nd Symp. Eng. Aspects of MHD*, session 11, (1994-6)
- (3) H. Matsubara, et al.: "Design of Helium-Driven MHD Disk Generators with High Performance", *Energy Convers. Mgmt.*, **30**, 55 ~ 67 (1990-1)
- (4) H. Kubota, et al.: "Analyses of Nonequilibrium MHD Power Generation Experiments with Helium Working Gas", *T. IEE Japan*, **113-B**, 68 ~ 74 (1993-1)
- (5) 末包哲也, 他: 「ディスク型CCMHD発電機における境界層の影響」, 電学論B, **113**, 571 ~ 577 (平5-5)
- (6) 原田信弘, 他: 「入口スワールを有するディスク型CCMHD発電機の発電特性」, 電学論B, **114**, 626 ~ 632 (平6-6)
- (7) M. Mitchner and C.H. Kruger: "Partially Ionized Gases", John Wiley & Sons, New York (1973)
- (8) 伏見康治, 編: 「プラズマ・核融合」 共立出版 (1979)
- (9) Y. Okuno, et al.: "Unsteady Discharge and Fluid Flow in a Closed-Cycle Disk MHD Generator", *J. of Propulsion and Power*, **4**, 61 ~ 67 (1988-1/2)
- (10) 乾 義尚, 他: 「非平衡MHD発電機内プラズマの新電子密度計算手法とその非定常準1次元解析への適用」, 電学論B, **115**, 156 ~ 163 (平7-2)

奥野喜裕 (正員) 昭和34年5月4日生。昭和57年3月九州工業大学電気工学科卒業。62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博士課程修了。同年6月長崎大学助手。63年4月佐賀大学講師、平成元年4月同助教授、6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教授、現在に至る。主として、電磁流体力学、プラズマ工学に関する研究に従事。