凍結ヘリウムプラズマを利用したディスク形MHD発電機の性能数値計算

正 員 小 林 宏 充 (慶応大)

非会員 佐 藤 幸 正 (東工大)

正 員 奥 野 喜 裕 (東工大)

Numerical Simulation on Performance of Frozen Helium Plasma Disk MHD Generator

Hiromichi Kobayashi, Member (Keio University), Yukimasa Satou, Non-member, Yoshihiro Okuno, Member (Tokyo Institute of Technology)

MHD electrical power generation with frozen helium plasma (FHP) is examined numerically. The FHP can be initiated by pre-ionized helium without the alkali metal seed at the generator inlet. Since the three-body recombination coefficient of helium ions is low at the electron temperature above 5000K, the ionization degree can be kept almost constant in the entire region of the generator channel. The r - θ two-dimensional numerical results show that the performance of the FHP MHD generator is comparable to that of the seeded plasma MHD generator, if the additional power consumed to pre-ionization is ignored. In the FHP MHD generator, the ionization degree at the inlet should be controlled precisely, as well as the seed fraction in the seeded plasma MHD generator. Under the adequate inlet ionization degree for sustaining the FHP plasma, the plasma maintains the uniform structure. On the other hand, a slightly excess ionization degree causes the strong Lorentz force in the upstream region of the generator, then the generator performance is deteriorated.

キーワード : MHD 発電, ディスク形発電機, ヘリウムプラズマ, 凍結プラズマ, 非平衡プラズマ

Keywords : MHD power generation, disk generator, helium plasma, frozen plasma, nonequilibrium plasma

1. はじめに

クローズドサイクル MHD 発電においては、一般に希ガス (アルゴンやヘリウムなど) 中に微量のアルカリ金属 (カリウムやセシウムなど) をシード物質として混合したものを作動気体とする。発電機内で生成されるプラズマは、希ガス原子の電子との衝突断面積が比較的小さいことから非平衡電離状態となり、またアルカリ金属の電離電圧が低いことから 5000K 程度の低い電子温度においても発電に十分な電気伝導度を持ち得る。シード物質を添加することによって高電子密度のプラズマが低電子温度で生成されることは、MHD 発電機の高性能化、特に等エントロピー効率の向上を考える上で重要である。これは、MHD 発電機内で高い電気変換効率を実現する、すなわち可能な限り少ないジュール加熱量で必要なプラズマ状態を維持する必要があることによる。さらに、これまでの研究から、シード原子がほぼ完全に電離し、一方で希ガス原子の電離が顕著でない「シード完全電離状態」が 5000K 程度の低い電子温度で実現し、その条件では電子温度の変動に対して電子数密度、電気伝導度の変動は鈍く、しかもプラズマは安定であ

り、均一な構造が得られることが理論的にも実験的にも確認されている^{(1),(2)}。このようなシード完全電離プラズマの有用性は、MHD 相互作用の強い高出力発電実験においても実証され、衝撃波管実験装置を用いた実験におけるエンタルピー抽出率 (= 電気出力 / 熱入力) はすでに実用レベルの 30% 程度を、また等エントロピー効率は、磁束密度が低いにもかかわらず 55% 程度を達成している^{(3),(4)}。

このようにシード物質を利用することの有用性・必要性に疑う余地はない。しかしながら、一方で、シード物質としてアルカリ金属を利用することの短所も存在する。すなわち、その取り扱いに十分注意を払う必要があるだけでなく、シード物質を時間・空間的に均一に混入させ、しかも精度良くその注入量を制御する必要があり、またその回収・再生を効率よく行う必要がある。このような煩雑さを回避することを意図して、また MHD 発電の他の 1 つの形態として、シード物質にアルカリ金属でなく他のガスを用いる方法⁽⁵⁾ やシード物質を用いず希ガスのみで発電する方法^{(6),(7)} が提案されている。前者はヘリウムガスにキセノンガスをシードすることを提案しているもので、両ガスの電離

電圧の違いに着目し、物理的にはアルカリ金属の機能をガスとしては比較的低い電離電圧を持つキセノンガスに求めている。後者は、主にロシアの研究者らによって昔から提案されているもので、ファラデータイプの発電機において定常的な希ガスプラズマを用いる方法、または“T-layer”もしくは“current layer”と呼ばれる高密度プラズマの層を幾層か発電機内に強制的に発生させ、それをあたかも“ピストン”のように振る舞わせる方法である。いずれの方法においても、MHD 発電機内で期待できる自己起電力でそのようなプラズマを生成することは容易ではなく、一般に外部から電力を印加する必要がある。すなわち、容易に電離するアルカリ金属を利用しないことの代償が存在する。

このような背景の下、本研究では、シード物質を用いず、ヘリウムプラズマの凍結状態を利用したディスク形 MHD 発電機の可能性とその性能を数値計算により探ることを目的としている。基本的な概念は、発電機入口で高効率発電に必要な電気伝導度を持つヘリウムプラズマを強制的に生成し、電子温度が比較的高い（～5000K 以上）場合にはヘリウムの三体再結合係数が小さいことを利用して、プラズマが再結合により消失する前に発電機内を通過させることである。ただし、過剰な電子温度は効率の低下を招くので、適当な値が存在することになる。MHD 発電機内のプラズマは、希ガスの弱電離状態にあるとき、電離不安定が発生し、非定常・不均一なものとなることが知られている⁽¹⁾。しかし、ゆっくりとしながらも再結合状態にあるプラズマでは、サハ平衡からずれているので、電離不安定性が生じにくいことが期待できる⁽⁶⁾。このような凍結希ガスプラズマの概念は、先に述べたロシアの研究者らによってすでに議論されているが、本研究の特徴は、「連続的な」希ガス凍結プラズマを「ホールタイプディスク形」MHD 発電機に適用する^{(8)・(9)} ことにある。ホールタイプディスク形発電機では、ファラデー電流が円周方向に閉じており、ファラデータイプ発電機で問題となる電極降下のプラズマ生成・維持に対する影響は少ないと考えられる。

本研究では、従来からシードプラズマを用いる MHD 発電機の性能評価に使われてきた r - θ 2次元計算コードを用いて、凍結ヘリウムプラズマ MHD 発電機（以下、FHP 発電機と略記する）の可能性・性能を評価する。そこでは、本方式の発電機の特徴を明確にするために、シードプラズマ（ヘリウム/セシウム）MHD 発電機（以下、Seed 発電機と略記する）との比較を踏まえながら検討する。ただし、正確な性能比較には、先に述べたように、発電機入口でのプラズマ生成に必要な電力の見積もりが必要不可欠であり、そのためにはヘリウムの詳細な電離過程を含めた検討が要求されるので、これは今後の最重要検討課題とし、ここではある設定された電離度（設定された電子温度におけるサハ平衡値）を持つヘリウムプラズマが発電機へ流入するものとした。

2. 基礎方程式と計算手法

〈2・1〉 基礎方程式 ここでは、希ガスのみを作動気体とするので、発電機内のプラズマは、希ガス原子とそのイオンからなる重粒子と電子から構成される。本研究では、MHD 発電機内の非平衡プラズマを記述する方程式として流体近似で表した 2 温度モデルの MHD 方程式⁽¹⁰⁾を用い、これに Maxwell 方程式と状態方程式を併せて解いた。以下に、ここで用いた電子系及び重粒子系の方程式を示す。なお、変数などの記号は一般に使用されているものを用いた⁽¹⁰⁾。

(1) 電子系方程式

(i) 荷電粒子の保存式

$$\frac{\partial n_i^+}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i^+ \vec{u}) = \dot{n}_i^+ = k_f n_e n_i - k_r n_e^2 n_i^+ \quad (1)$$

$$n_e = n_i^+$$

(ii) 一般化されたオームの式

$$\vec{j} + \frac{\beta}{|\vec{B}|} \vec{j} \times \vec{B} = \sigma(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad \dots\dots\dots (2)$$

(iii) エネルギーの式

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} + \nabla \cdot (U_e \vec{u}_e) = -p_e \nabla \cdot \vec{u}_e + \frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} - 3n_e m_e k(T_e - T_g) \sum_j \frac{\nu_{ej}}{m_j} \quad \dots\dots (3)$$

($j = \text{Noble gas, Ion}$)

$$U_e = n_e \left(\frac{3}{2} k T_e + \epsilon_n \right)$$

(2) 重粒子系方程式

(i) 連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

(ii) 運動量の式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = \vec{j} \times \vec{B} - \nabla p - \vec{P}_L \quad \dots\dots (5)$$

(iii) エネルギーの式

$$\frac{\partial E_s}{\partial t} + \nabla \cdot \{ (E_s + p) \vec{u} \} = \frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} + \vec{u} \cdot (\vec{j} \times \vec{B}) - Q_L \quad (6)$$

$$E_s = \rho \left(e + \frac{1}{2} |\vec{u}|^2 \right)$$

なお、 $\vec{P}_L$ 、 Q_L はそれぞれ壁面摩擦による圧力損失項と壁面での熱損失項である。

上式はいずれも従来から MHD 発電機内の非平衡プラズマおよび電磁流体を記述する方程式として用いられてきたものであり、これまでの研究からある程度その妥当性が示

されている。しかし、希ガスプラズマを取り扱う場合、ここで用いた電子系方程式について説明を加える必要がある。荷電粒子の保存式 (1) 式の右辺は、荷電粒子の正味の生成割合を示すものであるが、それは電子の衝突による生成と電子を介した三体再結合による消滅によるものとしている。局所定常状態では、詳細釣り合いが成立していると仮定できるので、衝突電離係数 k_f は

$$k_f = k_r \cdot 2 \frac{g_i^+}{g_i} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp \left(-\frac{\epsilon_i}{k T_e} \right)$$

となり、三体再結合係数 k_r を用いて表すことができる。三体再結合係数は、アルカリ金属に対しては、その原子構造が水素のように比較的単純であることから、これまで Hinno & Hirschberg の式⁽¹¹⁾ が用いられてきた。一方、希ガスの場合は、同式は 3000K 程度以下の低電子温度では実験値と一致することが確認されているものの、3000K を越えるような電子温度では、同式からのずれは大きいとされている。図 1 にいくつかこれまでに提案されている三体再結合係数の電子温度依存性^{(11) ~ (15)} を示す。同図中の (e) だけが半実験的に得られたもので、他は解析的な手法によるものである。同図から、希ガスの三体再結合係数は、高い電子温度では、Hinno & Hirschberg の式が与えるものよりかなり小さいことがわかる。本研究では、このことを利用して、発電機内の希ガスプラズマの電子温度を常に再結合係数が小さい温度領域に保ちながら、完全ではないにしてもプラズマの凍結状態を実現することを考える。ただし、そのようなプラズマの生成・維持に関連して、ここでは、(1) 式において二体(放射)再結合を、また電子のエネルギー式 (3) 式において放射による損失を無視している。この仮定の妥当性については、今後詳細に検討する必要がある。なお、本研究では作動気体にヘリウムを使用することを考えているので、三体再結合係数として、図中 (c) で示される Biberman らによって導かれた式⁽¹³⁾ に基づく値を用いた。

〈2・2〉解析手法と境界条件 (1),(3)~(6) 式的双曲型方程式を有限差分法の一つである CIP 法⁽¹⁶⁾ を用いて解いた。また、ポテンシャル関数 ϕ を用いて、(2) 式と Maxwell 方程式から導かれる楕円型方程式を有限要素法の Galerkin 法を用いて解いた。

解析領域は r - θ 二次元平面 (円筒座標系) において、半径 (r) 方向がアノード下流端からカソード上流端まで、また円周 (θ) 方向は計算時間の短縮のために半円とし、 $\theta = 0$ と $\theta = \pi$ においてそれぞれ周期境界条件を用いた。双曲型方程式に対する入口境界条件は、電子系に関しては発電機入口である電子温度を仮定し、荷電粒子密度 (電離度) はその電子温度でのサハ平衡値で与え、また重粒子系に関しては、等エントロピー関係式で与えた。出口境界条件は、 n_i^+ , T_e , ρ , $\vec{u}$, T_g の r 方向微分をゼロとする自由境界条件とした。電位に関する楕円型方程式の境界条件は、入口で電位 $\phi = 0$ 、出口で $\phi = V$ (V は発電機で誘起されるホール電圧) とした。

図 1 三体再結合係数の電子温度依存性^{(11) ~ (15)}

Fig. 1. Three body recombination coefficient as a function of electron temperature^{(11) ~ (15)}.

表 1 作動条件

Table 1. Working conditions.

MHD 発電機	凍結ヘリウムプラズマ	シードプラズマ
作動気体	He	He + Cs
熱入力	9.55	[MW]
入口露み点圧力	3.0	[atm]
入口露み点温度	2000	[K]
磁束密度	6.0	[T]
入口マッハ数	2.0	
入口電離度	$2.3 \sim 9.6 \times 10^{-5}$	-
シード率	-	$2.3 \sim 9.6 \times 10^{-5}$
負荷抵抗	0.5 ~ 11.0	[Ω]
発電機半径	160.0(入口) ~ 280.0(出口)	[mm]
発電機高さ	15.0(入口) ~ 22.0(出口)	[mm]

〈2・3〉対象とする発電機の作動条件 本研究で対象とするディスク形発電機の作動条件を表 1 に示す。本論文では、FHP 発電機の可能性・性能を Seed 発電機との比較を踏まえながら検討することを目的としているので、両者の諸量はシード物質の有無、発電機入口でのプラズマ条件以外はすべて同じものとした。両発電機は、表中に示した発電機入口での高さから出口半径における高さまで直線的に広がる形状とし、形状の最適化は行われていない。メッシュ分割は $\Delta r = 4\text{mm}$, $\Delta \theta = \pi/50\text{rad.}$, 時間刻みを $\Delta t = 0.02\mu\text{sec}$ とした。また、本計算では、電離不安定性などが起こる条件においても安定な均一解を得てしまうことを回避するため、性能に影響が現れない程度に電子系諸量に微小な空間不均一を加えている。ここでは、入口で仮定した電子温度に対し、FHP 発電機には 0.01% (電子数密度では 0.15% に相当)、Seed 発電機には 1% (電子数密度では 0.01% に相当) の正規擾乱による空間不均一をそれぞれ常時加えた。

3. 計算結果と考察

〈3・1〉エンタルピー抽出率と等エントロピー効率

図 2 (a) および 2(b) にそれぞれ FHP 発電機と Seed 発電機のエンタルピー抽出率および等エントロピー効率の運

転条件依存性を示す。FHP 発電機においては、負荷抵抗値と入口電離度に対する効率の等高線を、また Seed 発電機においては、負荷抵抗値とシード率に対する効率の等高線を示した。なお、Seed 発電機では、入口電子温度を 5000K とした。FHP 発電機において、プラズマが完全な凍結状態となる場合入口での電離度が維持され、一方、Seed 発電機において、シード完全電離プラズマが維持される場合、作動気体全体から見た電離度はシード率に等しくなる。同図からわかるように、いずれの発電機においても、高い発電性能が実現する運転条件の範囲は、負荷抵抗値の増加とともに、低い入口電離度 (FHP 発電機)、低いシード率 (Seed 発電機) 側にシフトする。これは、高い発電性能を与える適切な負荷率が存在することを意味する。両発電機において、高い発電性能 (同図 (a) ではエンタルピー抽出率 25% 以上、同図 (b) では等エントロピー効率 60% 以上) が実現する運転条件の範囲はほぼ重なっているが、FHP 発電機の方が低負荷抵抗側の範囲が若干狭い。

〈3・2〉最適運転条件 図 2 に示したように、FHP 発電機の最大エンタルピー抽出率は 30.5%，最大等エントロピー効率 68.1% で、Seed 発電機のそれぞれ最大値 30.8%，69.5% と比較して、エンタルピー抽出率はほぼ同じであるが、等エントロピー効率はわずかながら低い。図 3 (a) および 3(b) にそれぞれの最適運転 (最大エンタルピー抽出率) 条件における発電機内の電子数密度および電子温度の半径方向分布を示す。この条件では、FHP 発電機と Seed 発電機の等エントロピー効率はそれぞれ 67.1%，69.5% であり、両発電機とも発電機内諸量は安定で円周方向に一樣であった。なお、同図 (a) には、FHP 発電機において、局所的な電子温度とその場での希ガス密度をサハの電離平衡式に代入して得られた電子密度を比較のために示した。同図 (a) から、FHP 発電機では、ほぼ完全なプラズマの凍結状態が実現していること、また電子数密度は両発電機においてほぼ同じであることがわかる。ただし、同図 (b) に示すように、そのとき実現する電子温度は、FHP 発電機の方が若干高い。これは、FHP 発電機において低い再結合係数を維持するために必要な電子温度が、Seed 発電機におけるシード完全電離に必要な電子温度より高いことによる。このことに起因して、わずかながら FHP 発電機の等エントロピー効率が Seed 発電機に比べて低くなるものと考えられる。

〈3・3〉入口電離度 (FHP 発電機)、シード率 (Seed 発電機) 依存性 両発電機において負荷抵抗値をそれぞれの最適値に固定し、FHP 発電機では入口電離度を、Seed 発電機ではシード率を変化させた場合の発電機内プラズマおよび流体の挙動について述べる。図 4 に FHP 発電機 (負荷抵抗 4.4Ω) において入口電離度を (a) 最適値より低い値 (3.6×10^{-5})、(b) 最適値 (4.2×10^{-5})、(c) 最適値より高い値 (4.8×10^{-5}) とした場合の電子温度、電子密度の $r-\theta$ 2 次元分布を示す。また Seed 発電機 (負荷抵抗 3.0Ω) においてシード率を (a) 最適値より低い値 (4.2×10^{-5})、(b) 最適値 (4.8×10^{-5})、(c) 最適値より高い値 (5.5×10^{-5}) とした

図 2 (a) エンタルピー抽出率および (b) 等エントロピー効率の運転条件依存性

Fig. 2. Dependences of (a) enthalpy extraction ratio and (b) isentropic efficiency on working conditions.

図 3 最適条件における (a) 電子密度と (b) 電子温度の半径方向分布

Fig. 3. Radial profiles of (a) electron density and (b) electron temperature in the radial direction at optimal working conditions.

場合の電子温度、電子密度の $r-\theta$ 2 次元分布を図 5 に示す。Seed 発電機では、発電機入口での電子温度を 5000K とし

図4 凍結ヘリウムプラズマ MHD 発電機における電子温度および電子密度の2次元分布 (入口電離度依存性)

Fig. 4. Two-dimensional distributions of electron temperature and density in frozen helium plasma MHD generator (dependence on inlet ionization degree).

図5 シードプラズマ MHD 発電機における電子温度および電子密度の2次元分布 (シード率依存性)

Fig. 5. Two-dimensional distributions of electron temperature and density in seeded plasma MHD generator (dependence on seed fraction).

た。なお、電子密度はその場の電子温度でのサハ平衡からのずれを明らかにするために、絶対値ではなく、サハ平衡値に対する割合の常用対数で示した。

FHP 発電機では、入口電離度がその最適値より低い場合、図4 (a) に示すように、発電機内で電子温度は低下し、サハ平衡から大きくずれてプラズマは再結合状態となる。プラズマは定常性を保つが、電気伝導度が低いために負荷整合が最適値からずれ発電性能は劣化する。一方、入口電離度が最適値より高い場合は、強いローレンツ力により流体は亜音速にまで減速され、発電性能は劣化する。図4 (c) に示すように、発電機入口近傍での急激な電子温度の増加

図6 エンタルピー抽出率および等エントロピー効率の発電機入口電子温度依存性

Fig. 6. Enthalpy extraction ratio and isentropic efficiency as a function of electron temperature at the generator inlet.

と中・下流域での急激な低下に電子数密度は応答していない。シードプラズマの場合は、よく知られているように、低シード率においては、電気伝導度の低下により、また高シード率においては、流体の減速とシードの弱電離による電離不安定により発電性能が劣化する。図5に示されているように、発電機内でプラズマが非定常・不均一となる場合でも一部を除いておよそ電子温度と密度の間にサハ平衡が成り立っている。

〈3・4〉 運転条件の制御範囲 以上のように、運転条件が最適値から外れた場合のプラズマ挙動はそれぞれ異なるが、FHP 発電機では入口電離度の、また Seed 発電機ではシード率の正確な制御が必要である。図2から、その制御に要する精度は同程度と考えられるが、電子温度を基準として制御する場合は、両者は大きく異なる。両発電機におけるエンタルピー抽出率および等エントロピー効率の発電機入口電子温度依存性を図6に示す。両発電機での負荷抵抗値、Seed 発電機におけるシード率はそれぞれ最適値としている。図6から明らかなように、FHP 発電機では、制御すべき電子温度の範囲は狭い。すなわち、Seed 発電機ではシード完全電離を実現する電子温度範囲はかなり広く、そのようなプラズマさえ実現できれば、シード率で決まる電気伝導度が電機内に実現するのに対し、FHP 発電機では、入口でのわずかな電子温度の変化に対して電離度が大きく変化し、それが発電機内で維持されることになるので、制御すべき電子温度の範囲は狭くなる。これは、本論文では入口電離度が電子温度のサハ平衡値で与えられると仮定していることによる。しかしながら、FHP 発電機では入口電離度でさえもサハ平衡である必要が無いものと考えられ、このことを考慮した入口電子温度の許容範囲については今後の課題である。

4. ま と め

本論文では、シードプラズマを用いた非平衡 MHD 発電機の性能評価に従来から用いられてきた r - θ 2次元計算コー

ドを用いて、凍結ヘリウムプラズマ MHD 発電機の可能性・性能をシードプラズマ（ヘリウム/セシウム）MHD 発電機との比較を踏まえながら評価した。その結果、以下のことが明らかとなった。

- (1) それぞれの最適運転条件で性能を比較すると、凍結ヘリウムプラズマ MHD 発電機のエンタルピー抽出率はシードプラズマ MHD 発電機に匹敵するが、等エントロピー効率はわずかながら低い。これは、前者において低い再結合係数を維持するために必要な電子温度が、後者におけるシード完全電離に必要な電子温度より高いことによる。
- (2) 凍結ヘリウムプラズマ MHD 発電機では、入口電離度がその最適値より低い場合、発電機内の電子温度は低下し、プラズマは再結合状態となる。プラズマは定常性を保つが、電気伝導度が低いために負荷整合が最適値からずれ発電性能は劣化する。一方、入口電離度が最適値より高い場合は、強いローレンツ力により流体は亜音速にまで減速され、発電性能は劣化する。この場合、発電機入口近傍での急激な電子温度の増加と中・下流域での急激な低下に電子数密度は応答しない。
- (3) シードプラズマ MHD 発電機ではシード率の最適値が存在し、その正確な制御が必要であるのに対応して、凍結ヘリウムプラズマ MHD 発電機では入口電離度に最適値が存在し、その正確な制御が必要である。

以上のことから、凍結ヘリウムプラズマ MHD 発電機では、入口の電離度を最適なものに制御できれば、従来のシードプラズマ MHD 発電機に匹敵する性能を持ち得ることがわかった。ただし、本文中でも述べたように、発電機入口でのプラズマ生成とそれに要する外部電力の具体的な評価が必要不可欠であり、今後の最重要検討課題である。また、本論文では小型発電機について検討を行ったが、大型の発電機にも適用できるか、できるとすればどれくらいの規模までかなど今後検討する必要がある。

(平成 12 年 9 月 20 日受付, 同 12 年 12 月 20 日再受付)

文 献

- (1) T.Nakamura and W.Riedmüller : "Stability of Nonequilibrium MHD Plasma in the Regime of Fully Ionized Seed", AIAA Journal, Vol.12, No.5, 661 ~ 668, (1974).
- (2) R.J.Rosa, et al. : "Plasmas in MHD Power Generation", IEEE Trans. Plasma Science, Vol 19, No. 6, 1180 ~ 1190, (1991).
- (3) H.Yamasaki, et al. : "Improvement of disk MHD generator performance by inlet swirl", AIAA paper, 30th Plasmadynamics and Lasers Conference, AIAA-99-3658 (1999).
- (4) H.Nakamura, et al. : "Measurements of properties concerning isentropic efficiency in a nonequilibrium MHD disk generator", IEEE Transactions on Plasma Science, Vol.24, No.3, 1125 ~ 1132, (1996).
- (5) Nob.Harada, et al. : "Possibility of Closed Cycle MHD System Without Alkali Metal Seed", Proc. of the 12th International Conference on MHD Electrical Power Generation, 623

~ 631, Yokohama, (1996).

- (6) A.L.Genkin, et al. : "Characteristics of the Flow of a Two-Temperature Plasma of Inert Gases in an MHD Channel", High Temperature, Vol.18, No.1, 663 ~ 667, (1980).
- (7) V.S.Slavin, et al. : "Numerical Simulation of MHD Process in the Planned Experimental Facility with Nonuniform Gas-Plasma Flow Driving Recombined Plasma Clots", Proc. of the 12th International Conference on MHD Electrical Power Generation, 981 ~ 993, Yokohama, (1996).
- (8) A.Yu.Sokolov and Y.Okuno : "Consequent Disk MHD Generators with Nonequilibrium Ionization of Inert Gas", Proc. 34th Symp. on Eng. Asp. of MHD, 6.2.1 ~ 6.2.14, (1997).
- (9) H.Kobayashi and Y.Okuno : "Feasibility of Frozen Inert Gas Plasma (FIP) MHD Generator", Proc. of International Conference on MHD Power Generation and High Temperature Technologies, 291 ~ 297, Beijing, (1999).
- (10) M.Mitchner and C.H.Kruger : "Partially Ionized Gases", John Wiley and Sons, New York, (1973).
- (11) E.Hinnov and J.G.Hirschberg : "Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas", Physical Review, Vol.125, No.3, 795 ~ 801, (1962).
- (12) M.I.Foffert and H.Lien : "Quasi-One-Dimensional Nonequilibrium Gas Dynamics of Partially Ionized Two-Temperature Argon", Physics of Fluids, Vol.10, No.8, 1769 ~ 1777, (1967).
- (13) L.M.Biberman, et al. : "On the Theory of Ionization and Recombination in a Low-Temperature Plasma", Soviet Physics Jetp, Vol.29, No.6, 1070 ~ 1074, (1969).
- (14) S.W.Simpson : "Ionisation and Recombination Rates in Argon Plasma", J.Phys. D: Appl.Phys., Vol.22, 1161 ~ 1167, (1990).
- (15) T.G.Owano and C.H.Kruger : "Electron-Ion Three-body Recombination Coefficient of Argon", AIAA Journal, Vol.31, No.1, 75 ~ 82, (1993).
- (16) T.Yabe and T.Aoki : "A Universal Solver for Hyperbolic Equations by Cubic-Polynomial Interpolation I. One-Dimensional Solver", Comput. Phys. Commun., Vol.66, 219 ~ 232, (1991).

小 林 宏 充 (正員) 昭和 46 年 3 月 11 日生まれ。平成 6 年 3 月東京工業大学応用物理学専攻卒業。8 年 3 月同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。10 年 3 月同大学院総合理工学研究科創造エネルギー専攻博士課程修了。同年 4 月科学技術振興事業団研究員, 11 年 4 月慶応義塾大学講師, 現在に至る。

佐 藤 幸 正 (非会員) 昭和 50 年 5 月 31 日生まれ。平成 11 年 3 月東京理科大学応用物理学専攻卒業。平成 12 年 4 月東京工業大学大学院総合理工学研究科創造エネルギー専攻修士課程進学。現在に至る。

奥 野 喜 裕 (正員) 昭和 34 年 5 月 4 日生まれ。57 年 3 月九州工業大学工学部電気工学科卒業。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専攻博士課程修了。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助教授, 12 年 4 月同教授, 現在に至る。