非平衡ディスク形 MHD 発電機の電圧-電流特性の数値シミュレーション

正 員 乾 義 尚 (京 都 大)
 正 員 原 武 久 (京 都 大)
 正 員 卯 本 重 郎 (京 都 大)

1. ま え が き

一般に、化石燃料を常温の空気で燃焼させると火炎温度は 2,000 K 程度になる。しかしながら、現在の火力発電所においては蒸気タービンを用いているので、火炎の有する熱のうち 1,000 K 以下の低温域の熱しか有効に発電に利用されていない。従って、最近化石燃料の有効利用および海洋の熱汚染の低減を図るために、火力発電システムの熱効率を向上させることの必要性が指摘されているが、そのためには従来の蒸気タービンに 2,000~1,000 K の熱を有効に利用できる発電機を組合せることが最も有効である。作動流体として 2,000 K 程度の希ガスにアルカリ金属を少量シードしたプラズマを用いる非平衡方式 MHD 発電は、上記の目的に最適であると考えられる⁽¹⁾。更に、この非平衡 MHD 発電機は将来的には核融合炉と組合せることも可能であるが、小形で高効率であるので、現在核融合炉と組合せることが検討されている種々の発電方式の中でかなり有望であると考えられる。

この非平衡 MHD 発電機チャンネル内では、プラズマの電離不安定性現象のため放電が非一様になり、それが発電特性劣化の原因となることが線形摂動理論⁽²⁾によって予想され、実験的にも明らかになっている⁽³⁾⁻⁽⁵⁾。この電離不安定性を抑えるためには、シード率を低くしてシードをチャンネル内で完全に電離させればよいという提案が中村氏ら⁽⁶⁾によってなされ、塩

田氏、山岬氏らはディスク形チャンネルのホール発電機を用いて、それを裏付けるような実験を行なっている⁽⁷⁾⁻⁽¹⁰⁾。彼らの実験はおおむね良好な結果を得ているが、他の条件を同じにして負荷抵抗のみを変化させた場合、すべての抵抗領域において電離不安定性を抑制することができないため、発電機の電圧-電流特性は単純な垂下特性にならず、途中にピークを持つ場合が多いことが彼らの実験によって明らかになった。

このように非平衡 MHD 発電機チャンネル内における物理現象は、これまでの実験によってある程度明らかになっているが、この現象を十分に説明し得る理論解析の手法はまだ確立されていない。将来の実用規模の大形発電機の設計指針を得るためにも、この理論解析手法を確立しておく必要がある。この点を考慮して、著者らは以前から非平衡 MHD 発電機チャンネル内放電現象を理論的に解明するために、実際のチャンネルを模擬した境界条件のもとで、チャンネル内プラズマの二次元ダイナミックシミュレーションを行なっており⁽¹¹⁾、前回の論文⁽¹²⁾ではディスク形チャンネルのホール発電機に対する解析コードを開発し、チャンネル内における非一様放電の形成過程などを明らかにした。

そこで本論文では、前回の論文で述べた解析コードを用いて種々の条件の場合のディスク形チャンネルのホール発電機の電圧-電流特性をシミュレーションによって求めると共に、この電圧-電流特性と実験では観察が困難であるチャンネル内の放電構造との関係についても考察する。更に本論文では、シード物質としてセシウムを用いた場合とカリウムを用いた場合の特性の違いについても考察を行なう。

2. 解析手法

本シミュレーションに用いた数値解析手法について

Numerical Simulation of the Voltage-Current Characteristics of the Nonequilibrium Disk Type MHD Generator. By Yoshitaka Inui, Member, Takehisa Hara, Member & Juro Umoto, Member (Faculty of Engineering, Kyoto University).

乾 義尚: 正員, 京都大学工学部電気工学科
 原 武久: 正員, 京都大学工学部電気工学科
 卯本重郎: 正員, 京都大学工学部電気工学科

図1 ディスク形 MHD 発電機

Fig. 1. Schematic diagram of the disk type MHD generator.

は著者らの前回の論文⁽¹²⁾に詳述されているので、ここではチャンネルのモデル、基礎方程式および数値計算手法などについて、簡単に述べるにとどめることにする。

〈2・1〉 チャンネルのモデル 本解析では図1に示すディスク形 MHD 発電機の陽極・陰極間の発電チャンネルの部分を解析領域とし、 $r-\theta$ 平面で二次元解析を行なった。なお、チャンネルの形状としては塩田氏、山岬氏らが実験に用いている装置と同様の等断面積形のものを考えている。

〈2・2〉 基礎方程式 本解析では作動流体として、アルゴンにセシウムあるいはカリウムをシードしたプラズマを考えることにする。本解析では等断面積形のチャンネルを考えており、しかも電気諸量と流体力学諸量の相互作用は弱い*ので、流体力学諸量の分布は時間・空間的に一定であると仮定して差しつかえない⁽¹²⁾。従って、このプラズマ内の放電現象を支配する基礎方程式は次式で与えられる⁽¹¹⁾。

$$\mathbf{J} + \frac{\beta}{B} (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = \sigma \left(\mathbf{E}^* + \frac{\nabla p_e}{en_e} \right) \quad \dots\dots (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad \dots\dots (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad \dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial n_{ia}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{ia} \mathbf{u}) = k_{fa} n_e n_a - k_{ra} n_e^2 n_{ia} = \dot{n}_{ia} \quad \dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial n_{is}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{is} \mathbf{u}) = \dots\dots$$

$$= k_{fs} n_e n_s - k_{rs} n_e^2 n_{is} = \dot{n}_{is} \quad \dots\dots (5)$$

$$n_e = n_{ia} + n_{is} \quad \dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ n_{ia} \left(\frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_{ia} \right) + n_{is} \left(\frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_{is} \right) \right\}$$

$$+ \nabla \cdot \left\{ n_{ia} \left(\frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_{ia} \right) \right.$$

$$\left. + n_{is} \left(\frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_{is} \right) \right\} \mathbf{u}_e \}$$

$$= \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}^* - \nabla \cdot (p_e \mathbf{u}_e) - \frac{3}{2} \delta n_e m_e k (T_e - T)$$

$$\times \left(\frac{\nu_a}{m_a} + \frac{\nu_s}{m_s} + \frac{\nu_{ia}}{m_a} + \frac{\nu_{is}}{m_s} \right) - \nabla \cdot \mathbf{q}_e - Q_R$$

$$\dots\dots (7)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_e}, \quad \beta = \frac{e B}{m_e \nu_e} \\ \mathbf{E}^* &= \mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}, \quad \mathbf{J} = en_e (\mathbf{u} - \mathbf{u}_e) \\ p_e &= n_e k T_e, \quad \nu_e = \nu_a + \nu_s + \nu_{ia} + \nu_{is} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (8)$$

ただし、 $\mathbf{J}$: 電流密度、 $\mathbf{E}$: 電界、 $\mathbf{E}^*$: 実効電界、 $\mathbf{u}$, $\mathbf{u}_e$: それぞれガスおよび電子のドリフト速度、 T , T_e : それぞれガスおよび電子温度、 B : 印加磁束密度、 σ : 導電率、 β : ホールパラメータ、 p_e : 電子の分圧、 ε_{ia} , ε_{is} : それぞれアルゴンおよびシード原子の電離エネルギー、 n : 粒子密度、 k_f : 電離率係数、 k_r : 再結合定数、 e : 電子の電荷、 k : ボルツマン定数、 m : 粒子の質量、 ν : 衝突周波数、 δ : 衝突損失係数、添字 e, a, s, ia, is : それぞれ電子、アルゴン原子、シード原子、アルゴンイオンおよびシードイオン、 $\nabla \cdot \mathbf{q}_e$, Q_R : 熱伝達損失および放射損失の項

である。

〈2・3〉 定式化 まず、解析を容易にするために、以下の仮定を導入する。

(1) 中性粒子およびイオンの速度は時間・空間的に一定で次式で与えられる⁽¹²⁾。

$$\mathbf{u} = (u_r, 0, 0) \quad \dots\dots (9)$$

(2) 磁束密度は時間・空間的に一定で次式で与えられる。

$$\mathbf{B} = (0, 0, B) \quad \dots\dots (10)$$

(3) すべての量は z 方向に一定である。つまり、次式が成り立つ。

$$\frac{\partial}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots (11)$$

(4) オームの式における $\nabla p_e / en_e$ の項は無視できる。

*: 一般に本解析で考えているような小形の発電機の場合、エンタールピー抽出率は十分小さい。実際、本解析で得られた結果を基にエンタールピー抽出率を計算すると、最高でも3%以下でしかない。

(5) (7)式において Q_R および空間的な偏微分の項はすべてジュール熱の項に比べて無視できる⁽¹¹⁾。

(6) 電子温度の緩和時間は瞬間的であるとみなし得る⁽¹¹⁾。

上記の諸仮定を考慮し、更に電位 ϕ を導入して(1)～(7)式を変形すると、結局解くべき諸式は次のようになる⁽¹²⁾。

$$\left. \begin{aligned} E_r &= -\frac{\partial \phi}{\partial r} \\ E_\theta &= -\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

$$\left. \begin{aligned} J_r &= \frac{\sigma}{1+\beta^2} \{E_r - \beta(E_\theta - u_r B)\} \\ J_\theta &= \frac{\sigma}{1+\beta^2} \{\beta E_r + (E_\theta - u_r B)\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ h_z r \frac{\sigma}{1+\beta^2} \left(-\frac{\partial \phi}{\partial r} + \beta \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} + \beta u_r B \right) \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ h_z \frac{\sigma}{1+\beta^2} \left(-\beta \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} - u_r B \right) \right\} \\ = 0 \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial n_{ia}}{\partial t} = \dot{n}_{ia} - u_r \frac{\partial n_{ia}}{\partial r} \dots\dots\dots (15)$$

$$\frac{\partial n_{is}}{\partial t} = \dot{n}_{is} - u_r \frac{\partial n_{is}}{\partial r} \dots\dots\dots (16)$$

$$n_e = n_{ia} + n_{is} \dots\dots\dots (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{2}{3k n_e} \frac{J_r^2 + J_\theta^2}{\sigma} - \delta m_e (T_e - T) \left(\frac{\nu_a}{m_a} + \frac{\nu_s}{m_s} \right) \\ + \frac{\nu_{ia}}{m_a} + \frac{\nu_{is}}{m_s} - \left(T_e + \frac{2\varepsilon_{ia}}{3k} \right) \frac{\dot{n}_{ia}}{n_e} \\ - \left(T_e + \frac{2\varepsilon_{is}}{3k} \right) \frac{\dot{n}_{is}}{n_e} = 0 \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

ただし、(14)式中の h_z はチャンネルの z 方向の幅を表わしている。

〈2・4〉 境界条件⁽¹²⁾ 本解析で用いた境界条件は次式のとおりである。

$$\phi = 0 \quad (r = r_i) \dots\dots\dots (19)$$

$$\phi = R_L I_L \quad (r = r_o) \dots\dots\dots (20)$$

ここで、 R_L, I_L : それぞれ両電極間に接続された負荷抵抗の大きさおよびそれを流れる負荷電流

〈2・5〉 数値計算法⁽¹²⁾ 本解析で、〈2・3〉節で述べた諸式を〈2・4〉節の境界条件の下に解くにあたって、用いた解法は次のとおりである。すなわち、まず(14)式は二次元極座標における双一次要素を用いて有限要素法で解き、また(15)式および(16)式は特性曲線法で解き、更に(18)式は Newton-Raphson 法を用い

て解いた。

3. 計算条件

本章では、本解析で用いた計算条件について述べる。まず、チャンネルの大きさは陽極半径 $r_i = 40$ mm、陰極半径 $r_o = 80$ mm、断面積 $S = 2,513$ mm² (陽極部におけるチャンネル幅は $h_z = 10$ mm とする) とした。また、流体力学的諸量の条件はよどみ点温度 $T_s = 2,000$ K、チャンネル入口での静圧 $p = 1.2$ atm、流速 $u_r = 1,000$ m/s (マッハ数 $M = 1.6644$) に選んだ。そして、計算のタイムステップは $\Delta t = 0.25$ μ s に選び⁽¹²⁾、要素分割は r 方向に 80 分割、 θ 方向に 40 分割とし、要素数 3,200 で解析を行なった。

4. 電圧 - 電流特性

本章では、まずシード物質としてセシウムを用いた場合の種々の条件に対する電圧 - 電流特性を明らかにすると共に、この電圧 - 電流特性とチャンネル内の放電構造との関係を明らかにする。次に、シード物質をカリウムに変えた場合についても同様の考察を行なう。

〈4・1〉 シード物質がセシウムの場合 まず、印加磁束密度を $B = 3$ T、シード率を $\varepsilon = 5 \times 10^{-6}$ として種々の負荷抵抗の場合についてシミュレーションを行なった。この場合のチャンネル内の放電がほぼ定常状態に達したのち ($t = 80$ μ s)⁽¹²⁾ のチャンネルの電圧 - 電流特性を図 2 (a) に、負荷抵抗 R_L とチャンネル内平均電子密度 $\bar{n}_e$ の関係を (b) 図に、また $R_L = 10, 4, 2, 1, 0.5$ および 0.1 Ω の六つの場合のチャンネル内の電流流線分布を (c) 図に示す。なお (c) 図中の $\Delta \psi$ は電流流線の間隔を表わしている。

(a) 図より、負荷抵抗を小さくしていくと負荷電流は単調に増加するが、負荷電圧はいったん上昇し $R_L = 4$ Ω 付近をピークとしてそれ以降は徐々に減少していくことがわかる。そして負荷抵抗が $R_L < 0.5$ Ω では負荷電圧は急激に減少する。このことは負荷抵抗が $R_L = 4 \sim 1$ Ω の範囲では良好な発電特性が得られるが、負荷抵抗をそれより大きくしても小さくしても出力が急激に減少することを示している。この結果は、定性的にはこれまでに得られている実験事実⁽⁸⁾ と一致している。この場合、シード粒子の密度は約 4.24×10^{20} m⁻³ であり、またチャンネル内の流線間隔が不均一であることは放電が非一様であることを示しているの、(b)、(c) 図より負荷抵抗が $R_L > 4$ Ω の領域で発電出力が著しく減少するのは、母ガスのアルゴンの弱电離に起因するプラズマの不安定性によりチャンネル内の放電が非一様になっているためであることがわか

(a) 電圧-電流特性

(b) チャンネル内平均電子密度

(c) 電流流線分布

図 2 Ar-Cs, $B=3T$, $\varepsilon=5 \times 10^{-5}$ の場合の発電機の特性Fig. 2. Performances of the generator for Ar-Cs, $B=3T$ and $\varepsilon=5 \times 10^{-5}$.

る。負荷抵抗が $R_L=4 \sim 1 \Omega$ の領域で良好な発電特性が得られるのは、チャンネル内全体でプラズマがほぼシード完全電離の状態になるためプラズマが安定になり、チャンネル内の放電が一樣になるためであることが

(a) 電圧-電流特性

(b) チャンネル内平均電子密度

(c) 電流流線分布

図 3 Ar-Cs, $B=3T$, $\varepsilon=10^{-4}$ の場合の発電機の特性Fig. 3. Performances of the generator for Ar-Cs, $B=3T$ and $\varepsilon=10^{-4}$.

わかる。

更に、負荷抵抗が $R_L < 1 \Omega$ の領域で発電出力が再び急激に減少するのは、チャンネル内のプラズマがシード完全電離にまで達しないことに起因するプラズマの

不安定性により、チャンネル内の放電が再び非一様になるためであることがわかる。

次に印加磁束密度は $B=3\text{T}$ のままで、シード率を前述の $\varepsilon=5\times 10^{-5}$ から $\varepsilon=10^{-4}$ および 2×10^{-4} と変化した場合について同様のシミュレーションを行なった。図 3 (a)~(c) および図 4 (a)~(c) に、それぞれ $\varepsilon=10^{-4}$ および 2×10^{-4} の場合の図 2 (a)~(c) と同様の図を示す。シード粒子の密度はそれぞれ $\varepsilon=10^{-4}$ の場合は約 $8.48\times 10^{20}\text{m}^{-3}$ 、 $\varepsilon=2\times 10^{-4}$ の場合は $1.70\times 10^{21}\text{m}^{-3}$ であるので、両図 (b) および (c) より負荷抵抗が大きい領域と小さい領域では、前述したシード率が $\varepsilon=5\times 10^{-5}$ の場合と同様の理由で、チャンネル内ではプラズマの電離不安定性に基づく非一様放電現象が発生していることがわかる。しかしながら、両図 (a) よりシード率を大きくしていくに従ってこの電離不安定性が発電機の電圧-電流特性に与える影響は小さくなり、 $\varepsilon=2\times 10^{-4}$ では電流が増加するに従って電圧が単調に減少するようになることがわかる。

最後に、シード率は $\varepsilon=5\times 10^{-5}$ とし印加磁束密度を $B=2\text{T}$ と小さくした場合についてシミュレーションを行なった。この場合のこれまでと同様の図を図 5 (a)~(c) に示す。(a) 図より印加磁束密度が $B=3\text{T}$ の場合と同様、負荷抵抗が $R_L<0.5\ \Omega$ と小さい領域では発電出力が著しく減少しているが、負荷抵抗が大きい場合の出力の急激な減少は見られず、その代わり負荷抵抗が $R_L=2\ \Omega$ 付近で負荷電圧、電流ともに小さくなり、出力が著しく減少していることがわかる。この場合のシード粒子の密度は約 $4.24\times 10^{20}\text{m}^{-3}$ であるので、(b), (c) 図より負荷抵抗が $R_L<0.5\ \Omega$ の領域で発電出力が急激に減少するのは $B=3\text{T}$ の場合と同様、チャンネル内でプラズマがシード完全電離の状態に達しなくなるからであり、また負荷抵抗が大きい領域で著しい出力の減少が見られないのは、印加磁束密度を $B=2\text{T}$ と小さくしたため、母ガスのアルゴンがチャンネル内でほとんど電離せずプラズマが不安定にならないためであると考えられる。一方、負荷抵抗が $R_L=2\ \Omega$ 付近で出力が著しく減少するのは、(c) 図よりその付近で入口緩和領域と呼ばれるチャンネルの入口付近のまだ電子が十分に加熱されていないために、電流密度が小さい（つまり電流流線の間隔が広い）領域が著しく長くなるためであることがわかる。

以上、述べてきたようにセシウムをシードしたプラズマの場合、印加磁束密度が $B=3\text{T}$ と大きい場合にはチャンネル内プラズマの電離不安定性が発電機の電圧-電流特性に大きな影響を与えるのに対し、印加磁束密度を $B=2\text{T}$ と小さくした場合には入口緩和領域の

(a) 電圧-電流特性

(b) チャンネル内平均電子密度

(c) 電流流線分布

図 4 Ar-Cs, $B=3\text{T}$, $\varepsilon=2\times 10^{-4}$ の場合の発電機の特

Fig. 4. Performances of the generator for Ar-Cs, $B=3\text{T}$ and $\varepsilon=2\times 10^{-4}$.

長さの電圧-電流特性に及ぼす影響が大きくなる ことが明らかになった。

〈4・2〉 シード物質がカリウムの場合 本節では、シード物質を前節で考察したセシウムからカリウムに

(a) 電圧-電流特性

(b) チャンネル内平均電子密度

(c) 電流流線分布

図 5 Ar-Cs, $B=2T$, $\varepsilon=5 \times 10^{-5}$ の場合の発電機特性Fig. 5. Performances of the generator for Ar-Cs, $B=2T$ and $\varepsilon=5 \times 10^{-5}$.

変えた場合についてシミュレーションを行ない、両者の特性の違いについて考察する。そのために印加磁束密度を $B=3T$ とし、カリウムのシード率が $\varepsilon=5 \times 10^{-5}$, 10^{-4} および 2×10^{-4} の三つの場合について計算

(a) 電圧-電流特性

(b) チャンネル内平均電子密度

(c) 電流流線分布

図 6 Ar-K, $B=3T$, $\varepsilon=5 \times 10^{-5}$ の場合の発電機特性Fig. 6. Performances of the generator for Ar-K, $B=3T$ and $\varepsilon=5 \times 10^{-5}$.

を行なった。前節と同様の図を $\varepsilon=5 \times 10^{-5}$ の場合については図 6 (a)~(c)に $\varepsilon=10^{-4}$ の場合については図 7 (a)~(c)に $\varepsilon=2 \times 10^{-4}$ の場合については図 8 (a)~(c)にそれぞれ示す。図 7 および図 8 より、

(a) 電圧-電流特性

(b) チャンネル内平均電子密度

(c) 電流流線分布

図 7 Ar-K, $B=3T$, $\varepsilon=10^{-4}$ の場合の発電機特性Fig. 7. Performances of the generator for Ar-K, $B=3T$ and $\varepsilon=10^{-4}$.

シード率を大きくすると電離不安定性が発電機の電圧-電流特性に与える影響が小さくなること、および高抵抗領域における発電機特性に関してはシード物質がセシウムの場合とほぼ同じであることがわかる。し

(a) 電圧-電流特性

(b) チャンネル内平均電子密度

(c) 電流流線分布

図 8 Ar-K, $B=3T$, $\varepsilon=2 \times 10^{-4}$ の場合の発電機特性Fig. 8. Performances of the generator for Ar-K, $B=3T$ and $\varepsilon=2 \times 10^{-4}$.

かしながら、負荷抵抗を小さくしていくと、いったんはプラズマがシード完全電離の状態になり安定化するが、すぐに平均電子密度 $\bar{n}_e$ が小さくなりプラズマが不安定になるため、負荷電圧が急激に減少する。その

結果、低抵抗領域における負荷電流の大きさはシード物質がセシウムの場合に比べてかなり小さくなっていることがわかる。更に、図6よりシード率が $\varepsilon=5 \times 10^{-5}$ の場合には、入口緩和領域の長さが発電機の電圧-電流特性に大きな影響を与えていることがわかるが、シード物質がセシウムの場合にはこのような現象は印加磁束密度が $B=3T$ では生じず、 $B=2T$ と小さくして初めて生ずる現象である。以上、述べてきたようなシード物質がセシウムの場合とカリウムの場合の特性の違いは、主にカリウムの電離エネルギーがセシウムのそれに比べて大きいことに起因していると考えられる。

5. む す び

以上、本論文では著者らの開発した二次元ダイナミックシミュレーションコードを用いて、シード物質がセシウムおよびカリウムの場合の非平衡方式ディスク形 MHD 発電機の電圧-電流特性の検討を行なった。

まず、シード物質がセシウムの場合の結果を要約すると次のようになる。

(1) 印加磁束密度を $B=3T$ 、シード率を $\varepsilon=5 \times 10^{-5}$ とした場合、高抵抗領域および低抵抗領域においてチャンネル内のプラズマが不安定になり放電が非一様になるため、発電出力が急激に減少する。従って、チャンネルの電圧-電流特性は単純な垂下特性にならない。

(2) 印加磁束密度は $B=3T$ のままでシード率を大きくしていくと、プラズマの電離不安定性がチャンネルの電圧-電流特性に及ぼす影響は小さくなる。

(3) 印加磁束密度を $B=2T$ と小さくすると、プラズマの電離不安定性よりも入口緩和領域の長さのほうがチャンネルの電圧-電流特性に大きな影響を与えるようになる。

次に、シード物質がカリウムの場合の結果を要約すると次のようになる。

(1) 印加磁束密度が $B=3T$ でシード率が $\varepsilon=10^{-4}$ 以上と大きい場合、高抵抗領域における特性はシードがセシウムの場合と同じであるが、低抵抗領域ではカリウムの電離エネルギーがセシウムのそれに比べて大きいため、シードがセシウムの場合と比べて負荷電流がかなり小さい。

(2) シード率を $\varepsilon=5 \times 10^{-5}$ と小さくすると、印

加磁束密度が $B=3T$ と大きい場合でもチャンネルの電圧-電流特性に入口緩和領域の長さの影響が現われる。

以上、本解析で求めた電圧-電流特性は実験事実を定性的にはあるが、かなり良く説明できるものであり、更にチャンネル内の放電構造と電圧-電流特性の関係は本解析によって初めて明らかになったものである。従って、本解析は非平衡ディスク形 MHD 発電機を開発するのに有用な資料を提供するものと考えられる。

最後に、本論文の計算は京都大学大型計算機センターの FACOM VP-100 および名古屋大学プラズマ研究所との共同研究として、同所付属計算機センターの FACOM VP-100 を用いて行なったことを付記する。(昭和 60 年 6 月 7 日受付, 同 60 年 9 月 30 日再受付)

文 献

- (1) 吉川・堀田:「クローズドサイクル MHD 複合発電システム」, 電気学会新・省エネルギー研資, ESC-84-32 (昭 59)
- (2) J. L. Kerrebrock: "Nonequilibrium Ionization Due to Electron Heating: I. Theory", *AIAA J.*, 2, 1072 (1964)
- (3) B. Zauderer: "Discharge Structure and Stability of a Nonequilibrium Plasma in a Magnetohydrodynamic Channel", *Phys. Fluids*, 11, 2577 (1968)
- (4) G. Brederlow, K. J. Witte & H. Zinko: "Investigations of the Discharge Structure in a Noble Gas Alkali MHD Generator Plasma", Part I and Part II, *AIAA J.*, 11, 1065 (1973)
- (5) A. Veefkind, et al.: "Investigations of the Nonequilibrium Condition in a Shock-tunnel Driven Noble Gas MHD Generator", *Proc. Seventh Int. Conf. on MHD*, Vol. II, 703 (1980)
- (6) T. Nakamura & W. Riedmüller: "Stability of Nonequilibrium MHD Plasma in the Regime of Fully Ionized Seed", *AIAA J.*, 12, 661 (1974)
- (7) S. Shioda, et al.: "Experimental Studies of an Inert Gas Disk MHD Generator with a Small Seed Fraction", *Proc. 18th Symp. on Eng. Asp. of MHD*, D-2.6.1 (1979)
- (8) S. Shioda, et al.: "Power Generation Experiments and Prospects of Closed Cycle MHD with Fully Ionized Seed", *Proc. Seventh Int. Conf. on MHD*, Vol. II, 685 (1980)
- (9) 原田, 他:「シード完全電離によるディスク型 MHD 発電機の特性」, 第 6 回 エネルギー利用と直接発電シンポジウム, p. 285 (昭 59)
- (10) 山坪, 他:「FUJI-1 の最近の実験結果」, 電気学会新・省エネルギー研資, ESC-84-21 (昭 59)
- (11) T. Hara, A. Veefkind & L. H. Th. Rietjens: "Numerical Simulation of the Inhomogeneous Discharge Structure in Noble Gas MHD Generators", *AIAA J.*, 20, 1473 (1982)
- (12) 乾・原・卯本:「非平衡ディスク形 MHD 発電機における放電現象の数値シミュレーション」, 電学論 A, 105, 313 (昭 60-6)