非平衡ファラデー形 MHD 発電機の 準二次元数値シミュレーション

正員 乾 義 尚 (京大)
 正員 原 武 久 (京大)
 正員 石 川 本 雄 (京大)
 正員 卯 本 重 郎 (京大)

Quasi-Two-Dimensional Simulation of Nonequilibrium Faraday MHD Generator

Yoshitaka Inui, Member, Takehisa Hara, Member, Motoo Ishikawa, Member, Juro Umoto,
Member (Kyoto University)

To theoretically explain the experimentally obtained performance characteristics of nonequilibrium Faraday MHD generator such as the total output power and the value of each electrode current, the authors newly develop a quasi-two-dimensional time-dependent simulation code, in which not only the two-dimensional distributions of the electrical quantities but also the one-dimensional distributions of the gas dynamical quantities are calculated and the interactions between the electrical and gas dynamical quantities are taken into account. In this paper, at first, the simulation results are compared with the experimental results and it is confirmed that the simulation code can predict the performance characteristics of the generator. Next, numerically obtained distributions of the electrical and gas dynamical quantities in the generator channel are described, where they were not sufficiently clear by the experiments because of the difficulty of their measurement, and the relations between the numerically obtained distributions and the experimentally obtained performance characteristics are also made clear.

キーワード：MHD 発電機，非平衡電離，ファラデー形発電機，時間依存準二次元解析

1. ま え が き

非平衡ファラデー形 MHD 発電機の理論解析としては，以前，著者らが発電機チャンネル内プラズマの電気諸量のための非定常二次元解析⁽¹⁾⁽²⁾を行っている。この解析の結果，既に，チャンネル内におけるプラズマの電離不安定性に基づく非一様電流分布の形成過程やその性質などを明らかにすることに成功している。しかし，この解析では，プラズマの流体力学諸量の分布は時間・空間的に一定と仮定し，電気諸量と流体力学諸量の間の相互作用を考慮していなかったため，実験によって得られている発電機の出力電力や負荷電流など

の動作特性を定量的には十分に説明することができなかった。この点を考慮して，今回著者らは，実験によって得られている発電機の動作特性を理論的に解明するために，両諸量間の相互作用を考慮し，電気諸量の分布は二次元計算を行い，一方，流体力学諸量の分布も一次元ではあるが，計算を行う非定常準二次元解析コードを開発した。

本論文では，まず東工大の原田，塩田らが，ショックチューブを用い，セシウムをシードしたヘリウムを作動流体として行った，一連の実験⁽³⁾⁽⁴⁾と同じ条件で計算を行い，本解析コードによる計算結果と実験結果との比較を行うことによって，本解析コードが実験に

よって得られている発電機の動作特性を十分に模擬できることを確認する。次に、実験ではその測定が困難であるがゆえに十分には明らかになっていない発電機チャンネル内の電気諸量および流体力学諸量の分布を本解析により明らかにすると共に、これらの分布と実験によって得られている発電機の動作特性の関係についても考察を行う。

2. 基礎方程式⁽⁵⁾

本解析で考えているセシウムをシードしたヘリウムを作用流体とする発電機のチャンネル内プラズマを支配する基礎方程式について説明する。

まず、プラズマの流体力学諸量を決定する方程式は、次式に示す質量、運動量およびエネルギーの各保存則より成る。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) \mathbf{u} = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) \left(h + \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) = \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u} - \mathbf{q}) + \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \quad (3)$$

次に、プラズマの電気諸量を決定する方程式は次式に示す一般化されたオームの式、マクスウェルの式、荷電粒子の粒子数保存則および電子のエネルギーの保存則より成る。

$$\mathbf{J} + \frac{\beta}{B} (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\nabla p_e}{en_e}) \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_{ih}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{ih} \mathbf{u}) = k_{fh} n_e n_h - k_{rh} n_e^2 n_{ih} \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_{ic}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{ic} \mathbf{u}) = k_{fc} n_e n_c - k_{rc} n_e^2 n_{ic} \quad (8)$$

$$n_e = n_{ih} + n_{ic} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ n_{ih} \left(\frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_{ih} \right) + n_{ic} \left(\frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_{ic} \right) \right\} \\ & + \nabla \cdot \left[\left\{ n_{ih} \left(\frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_{ih} \right) + n_{ic} \left(\frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_{ic} \right) \right\} \mathbf{u}_e \right] \\ & = \mathbf{J} \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot (p_e \mathbf{u}_e) - Q_R \\ & - \frac{3}{2} \delta n_e m_e k (T_e - T) \\ & \times \left(\frac{\nu_h}{m_h} + \frac{\nu_c}{m_c} + \frac{\nu_{ih}}{m_h} + \frac{\nu_{ic}}{m_c} \right) \quad (10) \end{aligned}$$

ただし、 ρ :質量密度、 h :エンタルピー、 T , T_e :ガスおよび電子温度、 $\mathbf{J}$:電流密度、 $\mathbf{E}$:電界、 $\mathbf{u}$, $\mathbf{u}_e$:ガスおよび電子の速度、 $\mathbf{B}$:印加磁束密度、 p :ガス圧力、 p_e :電子の分圧、 $\boldsymbol{\tau}$:粘性応力テンソル、 $\mathbf{q}$:熱流束ベクトル、 σ :導電率、 β :ホールパラメータ、 n :粒子密度、 m :粒子の質量、 Q_R :放射損失、 ν :衝突周波数、 k_f :電離率係数、 k_r :再結合係数、 ε_{ih} , ε_{ic} :ヘリウムおよびセシウムの電離エネルギー、 δ :衝突損失係数、 e :電子の電荷、 k :ボルツマン定数、添字 e , h , c , ih , ic :それぞれ電子、ヘリウム原子、セシウム原子、ヘリウムイオンおよびセシウムイオン

なお、本解析で用いた再結合係数などの計算式は付録に示す。

3. 非定常準二次元解析手法

本非定常準二次元解析コードは、著者らが以前開発したディスク形発電機用の準二次元解析コードをファラデー形発電機用に書き改めたものである。従って、両コード間には共通点が多いので、詳しくはディスク形発電機用のコードの解析手法を詳述した文献⁽⁵⁾を参照していただくこととし、ここでは本解析コードの概略を述べるにとどめる。

図1にファラデー形MHD発電機の概略図および本解析で用いる座標軸を示す。なお、同図は後述する今回計算に用いた発電機の概形を描いたものになっている。本解析コードでは、流体力学諸量(ρ , $\mathbf{u}$, p , T , h)に関しては、 y および z 方向に一定であると仮定し x 方向分布のみを考慮した計算を行い、一方、電気諸量に関しては、 z 方向に一定であると仮定し x

図1 ファラデー形MHD発電機
Fig.1. Schematic diagram of Faraday MHD generator.

-y 二次元平面で計算を行う。更に、流速 u は x 方向成分 u_x のみを、また印加磁束密度 B は z 方向成分 B_z のみをもつと仮定している。

上記の仮定の下では、プラズマの流体力学諸量を決定する基礎方程式 (1)～(3) 式は次式のように簡単化される。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} - C = 0 \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} U &= \begin{bmatrix} \rho \\ m_x \\ \varepsilon_s \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} m_x \\ m_x^2/\rho + p \\ m_x(\varepsilon_s + p)/\rho \end{bmatrix} \\ C &= -\frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial x} \begin{bmatrix} m_x \\ m_x^2/\rho \\ m_x(\varepsilon_s + p)/\rho \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ f \\ q \end{bmatrix} \\ &\quad + \begin{bmatrix} 0 \\ \overline{J_y B_z} \\ \overline{J_x E_x + J_y E_y} \end{bmatrix} \\ m_x &= \rho u_x, \quad \varepsilon_s = \rho(h + u_x^2/2 - p/\rho) \\ \overline{J_y} &= \frac{1}{h_y} \int_0^{h_y} J_y dy, \quad \overline{J_x E_x + J_y E_y} \\ &= \frac{1}{h_y} \int_0^{h_y} (J_x E_x + J_y E_y) dy \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

ただし、 f : 摩擦損失, q : 熱伝達損失,

A : チャンネル断面積, h_y : チャンネル高

なお、本解析で用いた摩擦損失などの計算式は付録に示す。本解析コードでは、(11) 式を解くのにマコーマックの予測-修正 2 段階スキーム⁽⁶⁾を用いている。

次に、プラズマの電気諸量を決定する基礎方程式 (4)～(10) 式は次式のように簡単化される。

$$E_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (13)$$

$$J_x = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} \{E_x - \beta(E_y - u_x B_z)\} \quad (14)$$

$$J_y = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} \{\beta E_x + (E_y - u_x B_z)\} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x} \left\{ w_z \frac{\sigma}{1 + \beta^2} \left(-\frac{\partial \phi}{\partial x} + \beta \frac{\partial \phi}{\partial y} + \beta u_x B_z \right) \right\} \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left\{ w_z \frac{\sigma}{1 + \beta^2} \left(-\beta \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial y} - u_x B_z \right) \right\} = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

$$\frac{\partial n_{ih}}{\partial t} + u_x \frac{\partial n_{ih}}{\partial x} = \dot{n}_{ih} + \frac{n_{ih}}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_x \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \quad (17)$$

$$\frac{\partial n_{ic}}{\partial t} + u_x \frac{\partial n_{ic}}{\partial x} = \dot{n}_{ic} + \frac{n_{ic}}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_x \frac{\partial \rho}{\partial x} \right)$$

$$\dots\dots\dots (18)$$

$$n_e = n_{ih} + n_{ic} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} &\frac{2}{3kn_e} \frac{J_x^2 + J_y^2}{\sigma} - \delta m_e (T_e - T) \left(\frac{\nu_h}{m_h} + \frac{\nu_c}{m_c} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\nu_{ih}}{m_h} + \frac{\nu_{ic}}{m_c} \right) - \left(T_e + \frac{2\varepsilon_{ih}}{3k} \right) \frac{\dot{n}_{ih}}{n_e} \\ &\quad - \left(T_e + \frac{2\varepsilon_{ic}}{3k} \right) \frac{\dot{n}_{ic}}{n_e} - \frac{2}{3kn_e} Q_R = 0 \quad (20) \end{aligned}$$

ここで、

$$\dot{n}_{ih} = k_{fh} n_e n_h - k_{rh} n_e^2 n_{ih} \quad (21)$$

$$\dot{n}_{ic} = k_{fc} n_e n_c - k_{rc} n_e^2 n_{ic} \quad (22)$$

であり、 w_z はチャンネル幅を表す。本解析コードでは、(16) 式はガラーキン有限要素法、(17)、(18) 式は特性曲線法、(20) 式はニュートン・ラプソン法をそれぞれ用いて解いている。

4. 計算結果と実験結果の比較

本章では、本非定常準二次元解析コードによる計算結果を実験結果と比較することによって、本解析コードが発電機の動作特性を十分に模擬できることの確認を行う。今回比較の対象として選んだのは、原田、塩田らがショックチューブを用いて行った一連の実験⁽³⁾⁽⁴⁾の結果である。これらの実験では、作動流体としてセシウムをシードしたヘリウムを用いている。計算は、実験に用いられた発電機チャンネルのスロートと

表 1 計算に用いたチャンネルのサイズ
Table 1. Dimensions of simulated channel.

チャンネル長 (cm)	41
チャンネル高 (cm)	7
チャンネル幅 (cm)	2 + 0.1 x
ノズル長 (cm)	6
電極ピッチ (cm)	.1
電極幅 (cm)	0.4
電極数	35
印加磁束密度 (T)	1.1 + $x/6$ ($x < 6$ cm) 2.1 ($x \geq 6$ cm)

表 2 計算条件
Table 2. Numerical conditions.

Case 番号	入口瀬み点温度 (K)	入口瀬み点圧力 (atm)	負荷抵抗 (Ω)
1	1950	1.7	5
2	1950	1.7	7
3	1950	1.7	10
4	1950	1.7	15
5	1950	1.7	30
6	1950	1.7	50
7	2000	1.5	7
8	2200	1.3	7

図2 流速 u_x の x 方向分布の時間変化
Fig. 2. Transient distribution of gas velocity u_x along x -direction.

図3 負荷電流分布の計算値と実験値
Fig. 3. Load current distributions obtained by calculations and experiments.

最終電極対の間を解析領域として行った。計算に用いたチャンネルのサイズを表1に示す。表2のCase 1~Case 8の8種類の条件の場合について解析を行った。これらの条件は、すべて実験で用いられたのと同じとしてある。本解析では、チャンネルのスロー

表3 出力電力の計算値及び実験値
Table 3. Total output powers obtained by calculations and experiments.

Case 番号	出力電力	
	計算値 (kw)	実験値 (kw)
1	87.0	89.4
2	94.6	92.0
3	100.4	106.8
4	93.5	91.5
5	66.1	70.1
6	40.3	44.4
7	88.2	91.8
8	87.5	72.7

図4 電位分布の計算値と実験値
Fig. 4. Potential distributions obtained by calculations and experiments.

トから計算を行っているので入口マッハ数は $M=1$ である。計算を行うにあたって、流体力学諸量の初期分布としては、印加磁界がない場合のそれらの定常分布を用いた。また、アノードおよびカソード両側の壁近傍には、その内部における流体力学諸量の分布が $1/7$ 乗則に従う、厚さ 10 mm の境界層が存在すると仮定した。

図2に、Case 3の場合の流速 u_x のチャンネル内にお

ける x 方向分布の時間変化を示す。同図より、印加磁界がない場合の定常分布を初期分布としているため、計算開始直後は u_r の分布が大きく変化するが、 $t=300\ \mu\text{s}$ までには u_r の分布は完全に解析条件に対応した定常的な繰返し状態に達することがわかる。このことおよび実験結果は定常的な繰返し状態における平均であることを考慮して、計算は $t=400\ \mu\text{s}$ まで行い、 $t=300\ \mu\text{s}$ から $t=400\ \mu\text{s}$ の $100\ \mu\text{s}$ 間の諸量の時間平均値を計算し、それらと実験結果を比較することにした。

Case 1～Case 8 の 8 種類の場合の、発電機からの出力電力、各電極から取出される負荷電流の分布および 20 番電極対での電位分布の計算値およびそれらに対応する実験値を表 3、図 3、図 4 にそれぞれ示す。なお、図 4 中に Case 7 および Case 8 のグラフがないのは、実験データがないためである。これらの表および図より、Case 1～Case 8 のすべての場合において、計算結果と実験結果の間には若干の差はあるものの、計算を行うにあたって、流体力学諸量の分布は x 方向一次元のみの考慮としているなど、種々の簡単化を行っていることや、実験結果にもばらつきがあることなどを考慮すれば、両結果は定量的にかなりよく一致していることがわかる。このことは、今回著者らが開発した非定常準二次元解析コードは実験によって得られている発電機の動作特性を十分に模擬できることを示している。

5. 電気諸量および流体力学諸量の分布

非平衡ファラデー形 MHD 発電機チャンネル内における電気諸量および流体力学諸量の分布の詳細は、その測定の困難さゆえに、実験的には十分に明らかになっているとはいえない。しかしながら、これらの諸量の分布を詳細に把握することは、よりスケールアップした発電機的设计など、今後の研究を進めていくうえで、必要不可欠である。ところで、前章で今回の解析の結果得られた発電機の動作特性は実験事実を十分に模擬していることを明らかにしたが、このことは本解析コードが発電機チャンネル内の電気諸量および流体力学諸量の分布をかなり正確に計算していることを意味している。そこで本章では、計算によって得られている諸量の分布の特徴について説明すると共に、これらの分布と実験によって得られている発電機の動作特性の関係についても考察を行う。

まず、チャンネル内の電気諸量の分布として、Case 1 (負荷抵抗 $R_L=5\ \Omega$)、Case 3 ($R_L=10\ \Omega$)、Case 4 ($R_L=15\ \Omega$) および Case 6 ($R_L=50\ \Omega$) の 4 種

図 5 発電機内の電流分布

Fig. 5. Current distributions in the generator.

図 6 発電機内の電子密度分布

Fig. 6. Electron density distributions in the generator.

類の場合の計算により得られた定常状態 ($t=400\ \mu\text{s}$) における電流分布および電子密度分布を図5および図6にそれぞれ示す。上記の4種類の場合を選んだのは、これらは他の条件がすべて同じで負荷抵抗のみが異なる場合の解析であるので、負荷抵抗変化時の諸量の分布の変化を考察するのに便利であるからである。また、電子密度の図に関しては、チャンネル中央部の分布がよくわかるように、チャンネル中央からアノード側の壁までの半分を図示している。これらの図より、チャンネル内の電流分布はプラズマの電離不安定性のために非一様であり、ストリーマと呼ばれる電流密度の高い領域と電流密度の低い領域に分かれることがわかる。負荷抵抗値が大きくなるに従って、このストリーマの幅は狭くなり、間隔は広くなる。また、ストリーマ領域では、電子密度も高くなっていることがわかる。更に、壁近傍には電子密度の高い層が形成されているが、これは、チャンネル中央部では、電流の集中したストリーマが作動プラズマと同じ速度で移動するため、非平衡電離現象の生じている領域が全体に広がらないが、壁近傍では、電極に出入りする移動しない電流が流れている作動プラズマを連続的に加熱するため、非平衡電離現象が壁近傍全域で生ずるためである。図4より、今回の研究で用いた発電機は非常に小形であるにもかかわらず、オープンサイクルの発電機と比較して、電極電圧降下が小さいことがわかるが、これは、この非平衡電離現象が境界層内の導電率を増加させているためであると考えられる。この電極電圧降下が小さいということは、非平衡MHD発電システムには将来比較的小形の発電機で実用化できるという利点があることを意味する。

次に、電気諸量の分布の場合と同様、負荷抵抗が $R_L=5, 10, 15$ および $50\ \Omega$ の4種類の場合の定常状態 ($t=400\ \mu\text{s}$) におけるチャンネル内の流体力学諸量の分布を図7に示す。同図より、負荷抵抗が小さくなるに従って電気・流体力学両諸量間の相互作用が強くなり、負荷抵抗が $50\ \Omega$ の場合には発電機の後半部でもあまり流速が低下しないが、 $5\ \Omega$ の場合には流速が急激に低下し、発電機の中央部で衝撃波が発生し、流れが亜音速に遷移していることがわかる。これが図3中のCase 1のグラフにおいて発電機の後半部の電極で負荷電流が減少している原因であると考えられる。また、チャンネル内における電気諸量の非一様性が相互作用を通じて流体力学諸量にも影響を及ぼし、チャンネル内の流体力学諸量の分布にかなり大きな振動が表れることがわかる。ガス温度の分布にこの振動が最も顕著であるのに対し、流速の分布は比較的滑らかである。

図7 発電機内の流体力学諸量分布
Fig. 7. Distributions of gas dynamical quantities in the generator.

この事実は、両諸量間の運動量とエネルギーを介しての相互作用の二つを比較した場合、エネルギーを介しての相互作用のほうがかなり大きいことを示している。表3よりわかるように、負荷抵抗が $10\ \Omega$ の場合 (Case 3) に最大の出力電力が得られているが、このことは図7でこの負荷抵抗の時発電機出口におけるマッハ数がほぼ1になっていることに起因すると考えられる。というのは、発電機内で作動流体が理想的な等エントロピー変化をすると仮定すれば、与えられた発電機形状および入口条件に対して、エンタルピー抽出率が最大となるのは発電機出口マッハ数が1の場合である*ので、負荷抵抗を出口マッハ数がほぼ1になるように選べば、与えられた発電機を用いて最も効率良く発電を行えるからである。

6. む す び

以上本論文では、まず、実験で得られている非平衡

*: 理想的な等エントロピー変化を仮定した場合、発電機のエンタルピー抽出率 η_{ent} と発電機入口および出口断面積 A_i および A_o 、入口および出口マッハ数 M_i および M_o の間には

$$\eta_{ent} = 1 - \left(\frac{A_i M_i}{A_o M_o} \right)^{2(\gamma-1)/(\gamma+1)} \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_o^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_i^2}$$

なる関係があり、この式の右辺は M_o 以外を一定とすれば $M_o=1$ で最大値をとる。ただし、上式中の γ は比熱比である。

ファラデー形 MHD 発電機の出力電力や負荷電流などの動作特性を理論的に解明するために、著者らが新たに開発した非定常準二次元解析コードの計算手法について簡単に説明した。

次に、東工大の原田、塩田らが、ショックチューブを用い、セシウムをシードしたヘリウムを作動流体として行った一連の実験と同じ条件で計算を行い、出力電力、電極電流分布および電位分布の本解析コードによる計算結果とそれらの実験結果とを比較することによって、本解析コードが実験によって得られている発電機の動作特性を十分に模擬できることを明らかにした。

更に、本解析によって得られた発電機チャンネル内の電流分布、電子密度分布および流体力学諸量分布の特徴について説明すると共に、これらの分布と実験によって得られている発電機の動作特性の関係についても若干の考察を行った。なお、チャンネル内におけるこれらの諸量の分布は、研究を進めていくうえで十分に把握しておく必要があるにもかかわらず、その測定の困難さゆえに、従来実験的には十分に明らかになっていなかったものである。

終りに、本研究を進めるにあたり、貴重な実験データを快く提供していただきました東京工業大学総合理工学研究科 塩田進教授、原田信弘助手に深く感謝いたします。また、本研究の数値計算は京都大学大型計算機センターの FACOM M 782/VP 400 を用いて行ったことを付記する。(平成 2 年 10 月 4 日受付)

文 献

- (1) 原・乾・卯本：「非平衡 MHD 発電機チャンネル入口部におけるストリーマ形成過程の解析」, 電学論 A, **105**, 63 (昭 60-2)
- (2) 乾・原・卯本：「非平衡ファラデー形 MHD 発電機チャンネル内の放電構造」, 第 8 回エネルギー利用と直接発電シンポジウム, 150 (昭 61)
- (3) 多田・谷口・原田・山岬・塩田：「非平衡ファラデー型 MHD 発電機の発電性能」, 電気学会新・省エネルギー研資, ESC-87-24 (昭 62)
- (4) 原田・多田・谷口・山岬・塩田：「非平衡ファラデー型 MHD 発電機の運転条件と発電性能」, 第 10 回エネルギー利用と直接発電シンポジウム, 356 (昭 63)
- (5) 乾・関・原・卯本：「流体諸量と電気諸量の相互作用を考慮した非平衡ディスク形 MHD 発電機の解析」, 電学論 A, **107**, 451 (昭 62-10)
- (6) R. W. MacCormack: "The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Cratering", AIAA Hypervelocity Impact Conf., 69-354 (1969)
- (7) R. J. Rosa: Magnetohydrodynamic Energy Conversion (1968) McGraw-Hill
- (8) T. Hara, et al.: "Numerical Simulation of the Inhomogeneous Discharge Structure in Noble Gas MHD Generators", AIAA J., **20**, 1473 (1982)
- (9) H. Schlichting: Boundary-Layer Theory (1968) McGraw-Hill

付 録

1. 再結合係数などの計算式⁽⁷⁾⁽⁸⁾

本解析では k_{rh} , k_{rc} , k_{fh} , k_{fc} , ν_h , ν_c , ν_{ih} , ν_{ic} , δ および Q_R として次式を用いた。

$$k_{rh}=k_{rc}=1.09 \times 10^{-20} \cdot T_e^{-9/2}$$

$$k_{fh}=9.68 \times 10^{21} \cdot T_e^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{ih}}{kT_e}\right) k_{rh}$$

$$k_{fc}=2.42 \times 10^{21} \cdot T_e^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{ic}}{kT_e}\right) k_{rc}$$

$$\nu_h=n_h Q_h \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e}\right)^{1/2}$$

$$\nu_c=n_c Q_c \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e}\right)^{1/2}$$

$$\nu_{ih}=n_{ih} Q_{ih} \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e}\right)^{1/2}$$

$$\nu_{ic}=n_{ic} Q_{ic} \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e}\right)^{1/2}$$

$$\delta=2$$

$$Q_R=\frac{D}{A} \cdot \pi [B_\lambda(T_e)-B_\lambda(T_w)] \Delta \lambda$$

ここで、本解析では

$$Q_h=5.4 \times 10^{-20}$$

$$Q_c=0.5 \times 10^{-17}$$

$$Q_{ih}=Q_{ic}=5.85 \times 10^{-10} \frac{\ln A}{T_e^2}$$

$$A=1.24 \times 10^7 n_e^{-1/2} T_e^{3/2}$$

$$D=2(h_y+w_z)$$

$$A=h_y w_z$$

$$\Delta \lambda=40 \times 10^{-10}$$

としており、 Q_h , Q_c , Q_{ih} および Q_{ic} はそれぞれヘリウム原子、セシウム原子、ヘリウムイオンおよびセシウムイオンの衝突断面積、 D は発電機周囲長、 A は発電機断面積、 B_λ はプランクの関数、 $\Delta \lambda$ はセシウム原子の共鳴線スペクトル幅を表す。

2. 摩擦損失などの計算式⁽⁷⁾

本解析では、次式を用いて f および q の計算を行った。

$$f=\frac{D}{A} \frac{1}{2} \rho u_x^2 c_f$$

$$q=\frac{D}{A} \cdot \frac{N_u}{Re Pr} \rho u_x c_p (T_s - T_w)$$

ただし、上式中の c_f , N_u , Re および Pr はそれぞれ摩擦抵抗係数、ヌセルト数、レイノルズ数およびプラントル数であり、これらの値の計算には文献(9)中の粗面平板乱流境界層の場合の式を用いた。

乾 義 尚 (正員)

昭和34年3月31日生。58年3月京都大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年4月同博士後期課程進学, 59年3月同課程退学。同年4月京都大学工学部電気工学科助手となり, 現在に至る。工学博士。主として, MHD発電に関する研究に従事。エネルギー・資源学会会員。

石 川 本 雄 (正員)

昭和24年1月12日生。51年3月京都大学大学院工学研究科博士課程修了。同年6月京都大学原子エネルギー研究所助手を経て, 59年1月同大学工学部電気工学科助教授, 現在に至る。工学博士。この間, 主としてエネルギー変換, MHD発電, 電磁気学の研究に従事。日本原子力学会, プラズマ・核融合学会, エネルギー・資源学会会員。

原 武 久 (正員)

昭和18年2月18日生。45年3月京都大学大学院博士課程修了。同年4月同大学電気工学教室助手, 50年4月同助教授となり, 現在に至る。工学博士。この間, 主として電力系統におけるサージ解析, MHD発電, 電力機器の電磁解析などの研究に従事。49年電気学会論文賞受賞。

卯 本 重 郎 (正員)

昭和5年4月19日生。33年3月京都大学大学院(旧制)修了。同年4月京都大学工学部電気工学教室助手, 34年4月同助教授, 42年1月同教授となり, 現在に至る。電気磁気学講座担任。工学博士。この間, 電力系統における進行波, 過渡安定度, MHD発電, 電気機器などに関する研究に従事。49年電気学会論文賞受賞。プラズマ・核融合学会, エネルギー・資源学会会員。