ディスク形 MHD 発電流路内の流れの挙動*

斎藤 義則^{*1}, 山岬 裕之^{*1}, 角田 和巳^{*2}, 原田 信弘^{*3}
吉川 邦夫^{*1}, 梶島 成治^{*3}, 塩田 進^{*1}

Flow Behavior in a Disk MHD Generator

Yoshinori SAITO, Hiroyuki YAMASAKI, Kazumi TSUNODA, Nobuhiro HARADA,
Kunio YOSHIKAWA, Shigeharu KABASHIMA, and Susumu SHIODA

The flow behavior in a disk MHD generator was studied under high-MHD interaction conditions. Experiments were conducted using a blow-down facility, and argon seeded with cesium was used. The static pressure distribution, the flow velocity, fluctuations of the static pressure and the swirl were measured. The results show that when load resistances and seed fractions are high, a steep pressure increase appears at the upstream region in the MHD channel owing to the enhanced Lorentz force. On the other hand, the location of the pressure increase shifts downstream with the decrease of the Lorentz force. At the same time, the increment of pressure becomes small. A large fluctuation of the static pressure was observed at the upstream region where the steep pressure increase appeared. Characteristics of the pressure fluctuation are found to be analogous to those of the pseudoshock observed in channels without MHD interactions. Furthermore, it is confirmed that the swirl becomes large with the increase of the Hall current.

Key Words: Supersonic Flow, Closed Cycle MHD, Disk Channel, Shock Wave, Lorentz Force, Fluctuating Pressure, Swirl

1. 緒 言

ディスク形 MHD 発電機は、2枚の円盤状の電気絶縁壁で流路が構成される。このためファラデー形やダイアゴナル形の発電機と比較して、高いホール電圧を維持できること、さらに出力取り出し電極の数が少なく、発電機の構造が簡単であることなどの利点を有している⁽¹⁾。また、希ガスを作動気体とするクローズドサイクルでは、高い導電率を利用して高出力密度の発電を行うことができ⁽²⁾⁽³⁾、ディスク形発電機の小型化が期待できる⁽⁴⁾。

ディスク形発電機に関するこれまでの実験的研究では、衝撃波管装置を用いているため実験時間が1ms程度と短く、出力特性や発電流路内のプラズマの電氣的諸量の計測に主力がおかれ、流体については静圧分布の計測例はあるが^{(5)~(7)}、圧力変動やスワールについては測定がなされていない。さらに、作動気体の温度が実用温度(2000 K)に近く、同時に流体と電磁場が

強く相互作用する場合の研究例は少ない⁽⁷⁾。

流体が電磁場と強く相互作用する場合には、相互作用のない場合と比較して、流れの場は大きく変化する^{(5)~(10)}。例えば、流れと逆方向のローレンツ力により、流れに減速力が作用して圧力が変化し、極端な場合には衝撃波の発生が見られる。また、ディスク形発電機では周方向のローレンツ力によりスワールが生ずることが理論的に予測されている⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。これらの現象は、いずれも発電性能を劣化させるため、高性能のディスク形発電機を開発するためには、流体の挙動を理解することが重要となる。

そこで本研究では、実験時間が長くとれるブローダウン装置を用い、ディスク形発電流路内の流体諸量の計測を行った。本研究ではクローズドサイクル MHD 発電を研究対象とし、作動気体にはアルゴンを使用した。これを実用温度に近い1900 K程度まで加熱した後、微量のセシウムをシードし、これを発電機に導き、超伝導磁石により強い磁場を印加した。これにより強いローレンツ力を発生させて発電を行い、この時の発電流路内の静圧分布、流速分布、圧力変動、スワールなどを調べた。

* 平成元年11月7日「流体工学部門講演会」において講演、原稿受付 平成元年6月22日。

^{*1} 正員、東京工業大学総合理工学研究科 (〒227 横浜市緑区長津田町4259)。

^{*2} 東京工業大学大学院。

^{*3} 東京工業大学総合理工学研究科。

主な使用記号

 R : 負荷抵抗 ρ : 密度 p : 圧力 κ : 比熱比 A : 断面積 j : 電流密度 β : ホール係数 m_e : 電子の質量 ν_e : 電子の衝突周波数 ε : シード率 u : 流速 T : 温度 M : マッハ数 B : 磁束密度 σ : 導電率 e : 電子の電荷 n_e : 電子の数密度

添 字

 r : 半径方向成分 θ : 周方向成分 o : Total (Stagnation) s : Static

導かれる。MHD 発電機は、2 個の超伝導ヘルムホルツ形コイルの間に設置し、これにより磁場は、発電機に対して垂直方向、高温ダクト内の流れ方向に印加する。発電機を出た作動気体は、アルミナペブルを充てんしたヒートシンク形のクーラにより冷却され、真空タンクへ排出される⁽¹²⁾。

2.2 ディスク形発電機 図2に、ディスク形発電機の概略を示す。また、表1に発電機の諸元と実験

表 1 発電機の諸元と実験条件

Thermal Input MW	3.3	
Stagnation Pressure MPa	0.60	
Stagnation Temperature K	1900	
Seed	Cs	
	Anode	2nd Cathode
Radius mm	160	380
Height mm	14.7	22.0
Magnetic Flux Density T	4.4	2.7
Mach Number	2.3 (at Inlet)	
Area Ratio	3.5 (Exit/Inlet)	

2. 実験装置・測定系・実験方法

2.1 MHD 発電実験装置 実験装置の概略を図1に示す。本実験装置は、運転時間 120 s の高温のプロードダウン装置で、蓄熱形高温熱交換器、シード注入装置、超伝導磁石、ディスク形発電機、ペブルクーラ、真空タンク等から構成されている。作動気体のアルゴンは、熱交換器で 1900 K 程度まで加熱され、熱交換器と発電機を接続するダクト(以降高温ダクトと呼ぶ)においてシード(セシウム)が注入された後、発電機に

図 1 実験装置の概略

図 2 ディスク形発電機の概略

条件を示す。

発電機は超音速ノズル、発電流路、ディフューザの各部分で構成される。高温ダクトより導かれた作動気体は、モリブデン製コーンにより放射状に流れの向きが変えられ、電極も兼ねた超音速ノズルで加速される。

発電流路は、水冷した銅電極と窒化ケイ素の絶縁壁から構成され、これらはステンレス製の円盤状外壁に、絶縁物を介して固定される。なお外壁の内面には、アルミナ溶射とシリコンなどの電気絶縁を施した。

電極は、発電機上流から第一アノード (A1)、第二アノード (A2)、第一カソード (C1)、第二カソード (C2) の4対ある。本実験では、2対のアノードはモリブデン壁により短絡し、これを合わせてアノード (A) と呼ぶ。電気出力は、アノードと第二カソード間に負荷抵抗を結線して取り出した。

第二カソードから外側は、ステンレス製のディフューザである。また、2枚の円盤状の流路壁面への機械的な力を保持するため、支持翼 (ウェッジ) を、半径480 mmの円周上に12個設置した。

2.3 測定系 図3に、種々の測定位置を示す。

圧力測定には、半導体圧力変換器を組み込んだ多点圧力計測システムを用いた。発電機内の流路壁面には、直径0.75 mmの静圧孔が多数設けられ、各点の圧力をビニルチューブを介し、多点圧力計測システムに接続した。これにより発電中の壁面静圧を、2 sごとに計測した。また、発電流路上流の半径120 mm (上流)、および発電流路内の220 mm (中流) と325 mm (下流) の3箇所の壁面には、圧力変動測定用の静圧孔を設け、その圧力をガイドパイプを介して、磁場中でも変動圧力の測定が可能な圧力半導体 (キスラー社4043 A 5, 10) に導いた。これにより、1 kHz程度までの静圧変動

図3 種々の測定位置

が測定できる。

発電流路壁より直径0.5 mmのタングステン線のプローブを流路中に突き出し、電界の測定が可能である。電界には、プラズマの導電率などの空間的な非一様性に起因する変動が存在する。この非一様なプラズマは、ほぼ流れの速度で下流に移動する⁽¹³⁾。そこで、流れ方向の異なる位置に設置したプローブで、電界変動を測定し、その信号の相互相関により遅れ時間を求めて、流速を決定した。

スワール測定のため、ディフューザ部の支持翼の1個を円柱状にして、円筒表面に角度を変えて複数個の圧力孔を持つピトー管を設置し、発電機出口の全圧と流れの向きを測定した。このピトー管は、ディスク中心方向に対し、圧力孔の数が少なく、流れの偏角が10度以下の場合には、測定不可能である。

以上の実験データは、データレコーダ (帯域DC~20 kHz) とパーソナルコンピュータに記録される。データレコーダは、ウェーブメモリを用い、10 μ s 間隔で

図4 運転シーケンスの代表例

8 192 点のデータ点数へAD変換し、相互相関やパワースペクトルの計算等の波形解析をした。

2.4 実験方法 装置の運転シーケンスの代表例を、図4に示す。アルゴンブロースタート(時刻零)よりアルゴン流量を徐々に増加させることにより、上流全圧は、約40秒でほぼ定格圧力0.60 MPaに達する。この例では、この時刻にシード注入が始まり発電が行われ、ホール電圧とホール電流が現れ、その後シード率や負荷抵抗を変化させることにより、これらの値は変化している。本実験では、このようにシード率や負荷抵抗をブロー時間内で変化させ、この時の発電機内の流体諸量の変化を調べた。

3. 実験結果と考察

3.1 壁面静圧分布 図5に、磁場を印加しない非発電時と、磁場を印加した発電時の半径方向の壁面静圧分布を示す。図中には、圧力測定点の位置を明らかにするために電極の位置を示す。

非発電時には、静圧はノズルおよび発電流路(A-C2間)では、流れ方向に減少し、その後第二カソードで急に上昇し、さらにその下流でも段階的に上昇する。この段階的な圧力上昇は、垂直衝撃波によるものではなく、擬似衝撃波によると考えられる^{(14)~(17)}。擬似衝撃波よりも上流の圧力分布は、等エントロピー関係式から予測される静圧分布に近く、この領域の速度境界層は、流路高さ(半径350 mmで23 mm)と比較して、相対的に薄いと考えられる。

発電時の静圧分布に着目すると、ノズル内での静圧は非発電時と比べて変化はないが、アノードの下流端から圧力上昇がみられ、ローレンツ力による流れ場の変化が顕著である。ここでローレンツ力の影響を、MHD効果を含む流体の基礎方程式より考察する。流

れ方向の静圧変化は、次の式で与えられる⁽¹⁴⁾。

$$\frac{1}{p_s} \frac{dp_s}{dr} = \frac{xM^2}{1-M^2} \frac{1}{A} \frac{dA}{dr} + \frac{1+(x-1)M^2}{1-M^2} \frac{j_\theta B}{p_s} - \frac{xM^2 \left[1 + \frac{x-1}{2} M^2 \right]}{1-M^2} \frac{1}{T_o} \frac{dT_o}{dr} \dots (1)$$

ここで、右辺第1項は流路断面積の変化、第2項はローレンツ力、第3項は作動流体の全温度変化を表す。発電時にはローレンツ力は負であり、超音速流れ($M > 1$)では、第2項は正となる。したがってローレンツ力により流体は減速され静圧は上昇する。

次に、圧力上昇が顕著になる位置よりわずかに上流の半径180 mmの位置での式(1)の各項の大きさを評価する。ここで第2項の大きさを知るには、ローレンツ力を評価する必要がある。しかしディスク形発電機では、ファラデー電流密度 j_θ は発電機内で閉じているのでその測定は困難である。ここでは、測定したホール電流よりホール電流密度 j_r を求め、ローレンツ力の大きさを評価する。オームの式よりファラデー電流密度とホール電流密度は、次の式(2)で関係づけられる⁽¹⁸⁾。ただし、ここでは簡単化のためスワールの影響を無視して考える。

$$j_\theta = \frac{1+\beta^2 K_h}{\beta(K_h-1)} j_r \dots (2)$$

ここで K_h は負荷率で、次の式で定義されている。

$$K_h = \frac{E_r}{\beta u_r B} \quad (0 \leq K_h \leq 1) \dots (3)$$

式(2)より j_θ は、負荷率 K_h とホール係数 β にも関係するが、この値は実験条件を考慮して、いくつか仮定した。このようにして求めた j_θ とこの位置での測定圧力から第2項の $j_\theta \times B/p_s$ を評価しその結果を表2に示した。

表2を用い、式(2)の右辺の各項の評価を以下を行う。ここで影響係数⁽¹⁴⁾の中のマッハ数は、測定された壁面静圧と全圧力の比から等エントロピー関係式⁽¹⁴⁾を用いて計算すると2.25となる。半径180 mmでは速度境界層の発達を無視すれば $(1/A)(dA/dr)=7.7$ となるから、第1項は約16で、第3項は発電出力と熱

図5 非発電時および発電時の壁面静圧分布

表2 $j_\theta \times B/p_s$ の評価

$j_\theta \times B / p_s$ 1/m				
β	K_h	0.3	0.6	0.9
2.0		-10.46	-28.29	-153.1
4.0		-13.79	-44.10	-256.3
6.0		-18.70	-62.68	-370.5

損失を考慮すると6程度である。これに対し第2項はおおよそ10から370程度となり、右辺の他の項と比較して大きく、本実験では流れが電磁場と強い相互作用をする条件であることがわかる。したがって、アノードの下流端からの静圧上昇は、発電で発生したローレンツ力により超音速流れが減速された結果であることがわかる。この静圧上昇は半径220 mmまで見られるが、それより下流では静圧は減少し、この領域で加速されていることがわかる。

次に、負荷抵抗とシード率を変化させた場合の流れの変化について調べる。ここで、 r 方向のローレンツ力 $j_{\theta}B$ 、導電率 σ は次の式で表される。

$$j_{\theta}B = -\frac{\sigma u_r B^2}{1 + \beta^2} \left(1 + \beta^2 K_h - \beta \frac{u_{\theta}}{u_r} \right) \dots\dots\dots (4)$$

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_e} \dots\dots\dots (5)$$

外部負荷抵抗の高い場合には、負荷率 K_h も高いため⁽¹⁸⁾、式(4)からわかるように流れに作用するローレンツ力は大きくなる。またシード率の高い場合には、シードが電離して生じる電子密度 n_e も高くなるために、式(5)で明らかのように、導電率 σ は大きくなる。よって、シード率の低い場合より高い場合のほうが、流れに作用するローレンツ力は大きくなる。このように発電領域内の流れに対する作用するローレンツ力という意味では、シード率を高くすることは、外部負荷抵抗を高くすることと等価的な作用を及ぼす。

図6は、外部負荷抵抗の異なる条件での半径方向の静圧分布を示す。図から明らかなように、負荷抵抗の高い4.0 Ω の場合、0.06 Ω と比較して発電回路全域で高い静圧を示している。またアノードの下流端で大きな静圧変化が見られ、衝撃波的な圧力上昇を示している。一方、負荷抵抗が低いときは、圧力上昇の開始点が下流に移動し、同時に静圧上昇も小さくなっており発電回路全域で超音速流れが維持されていると考えられる。

図7は、負荷抵抗を一定にしてシード率を変えたときの静圧分布を示す。シード率が高い 2×10^{-4} の場合には、負荷抵抗が高いときと同じような急激な圧力上昇が見られ、また発電回路全域で高い静圧を示している。シード率の低い場合には、負荷抵抗が低い時と同じように静圧上昇は小さく、また静圧上昇の開始点は、下流に移動していることがわかる。ここで半径400 mmより下流で、シード率の低い場合の静圧のほうが高いが、これは背圧が高いことを反映している。以上に示したように、負荷抵抗とシード率を変化させた場合の圧力変化の様子が、詳しく測定された。

3・2 流れ方向の流速変化 ローレンツ力を変化させた時の静圧変化を3・1節で見たが、ここでは流速の流れ方向の変化について調べる。電界プローブで測定された電界の位相差から得られた発電時の半径方向の流速分布を図8に示した。測定条件は図5と同様、負荷抵抗0.25 Ω 、シード率 2×10^{-4} である。比較のため等エントロピー関係式による流速分布も示す。

発電機上流の半径220 mmの位置では、流れは減速されているが、まだかなり高い流速を維持している。これは図5からわかるように、静圧が上昇する途中の過程のためである。これより下流では静圧が最高点を持ち、減速がさらに進んでいると推察される。事実、再加速が行われているものの、半径320 mmの位置では流速は大きく低下している。このようにローレンツ力による流れの減速の様子を、空間の測定点は少ないが、捕えることができた。

3・3 壁面圧力の変動 流れにローレンツ力が印加されていない通常の超音速流れでは、擬似衝撃波が

図6 壁面静圧分布（負荷抵抗の異なる場合）

図7 壁面静圧分布（シード率の異なる場合）

存在する領域で大きな圧力変動があり、特に擬似衝撃波の先頭部分で大きく、その下流で小さくなることが知られている⁽¹⁵⁾⁻⁽¹⁷⁾。上で示したように、ローレンツ力が存在する場合には、発電流路の上流部分で大きな静圧上昇があり、ローレンツ力が強い場合には擬似衝撃波に類似している。そこで、流れの静圧変動について調べた。図9に、流れ方向の異なる位置の非発電時の静圧波形を、図10に発電時の静圧波形を示す。測定条件は、図5にそれぞれ対応する。

非発電時の擬似衝撃波は、半径400 mmから下流で見られ、圧力変動の測定点はこれより上流にある。したがって、図9は擬似衝撃波より上流の超音速流れでの静圧変動を示している。図から静圧変動が非常に小さく、流れ方向の変化もほとんど見られないことがわかる。図10の発電時では、ノズル内の半径120 mmでは非発電時と比べて変化はないが、圧力上昇が見られた220 mmの位置の静圧変動は、非常に大きくなっている。しかし、それより下流の半径325 mmでは、静圧変動は小さくなっている。

このように発電時においても、MHD効果の存在しない擬似衝撃波で観測されたと同様の、静圧変動の空間的变化が観測された。そこで、変動の性質を調べるため、発電時の静圧波形のパワースペクトルを求め、これを図11に示す。

ここではそれぞれの静圧波形を、静圧の平均値により規格化した。上流(120 mm)では20 Hz以下の周波数成分は大きい、それより高い周波数成分は小さい。一方、静圧変動の大きい中流の場合(220 mm)、100 Hzを中心とする周波数成分(50-300 Hz)が大きくなっている。さらに下流(325 mm)では、この成分が中流に比べて小さくなっているが、上流と比較して大きな値を示している。100 Hzを中心とする圧力変動は、ローレンツ力のない、放射状流れの擬似衝撃波の

変動に類似している⁽¹⁵⁾。また発電プラズマ中には電離不安定や磁気音波不安定が存在することが知られている⁽¹³⁾⁽¹⁹⁾。しかしこれらの不安定性はここで観測されたものより高い周波数(kHzのオーダー)を持っている。さらに、本実験では静圧の上昇開始点近くでは、最も大きな静圧変動が観測され、それより下流では小さくなっている。

以上のことから、本実験で観測された100 Hzに中心周波数を持つ変動は、ローレンツ力によって擬似衝撃波が発生し、これにより生じたと考えられる。

図9 非発電時の静圧波形

図10 発電時の静圧波形

図8 半径方向流速分布

3・4 発電機内のスワール ディスク形発電機の周方向の運動方程式とホール電界 E_r の式を、次に示す。式(6)の右辺の第2項は、ホール電流によって周方向に作用するローレンツ力を表しており、これにより周方向にスワール ($u_\theta < 0$) が生じる。

$$\rho u_r \frac{du_\theta}{dr} = -\frac{\rho u_r u_\theta}{r} - j_r B \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$-E_r = -\beta u_r B - u_\theta B + \frac{1+\beta^2}{\sigma} j_r \quad \dots\dots\dots (7)$$

また負のスワールは、式(7)で示すように発電電圧に関係するホール電界を減少させるため、これを小さく保つ必要がある。これまでスワールに関しては、文献(1)、(11)では、正のスワールを発電機入口で与えることにより、ディスク形発電機の性能の改善を図る試みがなされている。しかし、発電機内に生じるスワールの計測例はなく、実験的にスワールの大きさもわかっていない。

そこで本研究ではその測定を試みた。図12には、ホール電流に対するスワールの変化を示す。ここでスワール S は次式で定義される。

$$S = \frac{-u_\theta}{u_r} \quad \dots\dots\dots (8)$$

この図より、ホール電流の増加に伴いスワールが増加し、ホール電流を1800 Aまで増加させるとスワールが0.4と大きな値になっていることがわかる。またホール電流が小さい時でも、すでに0.2程度のスワールが観測されたが、これは圧力が、完全には軸対称でないことによる⁽²⁰⁾。このように大きなスワールが観測されたことから、低い負荷抵抗の場合の発電性能は、スワールに影響されることが示唆される。スワールを減少させるためには、ホール電流を小さくする必要があり、例えばシード率を下げて電圧形の運転にすることが望ましい。

4. 検 討

3章に示したように、実際の発電状況下での流体諸量の計測を行ったが、ここでは、これらの結果から高性能のディスク形MHD発電機を設計するための指針を流体力学的な立場から与える。

本実験では、シード率 2×10^{-4} 、負荷抵抗 0.28Ω で最大出力465 kWを得た。しかし、発電回路では圧力上昇、圧力変動、スワール等が観測されており、この中でも圧力上昇が問題となる。圧力上昇の大きい場合には、境界層のはく離を生じ局所的に流れが乱れ、圧力損失や壁への熱損失が大きくなり、これが発電機の出力や効率を低下させると考えられる。したがって、より高い発電性能を得るためには、圧力上昇を小さく抑えることが望まれる。

この具体的な方法として、(1)発電機の形状の最適化、(2)シード率をさらに低くし同時に発電機の長さを長くすることが考えられる。(1)は3・1節の考察からわかるように、流れ方向のローレンツ力の変化に対応して発電機の面積変化を最適化し、これにより圧力

図11 発電時の静圧波形のパワースペクトル

図12 ホール電流に対するスワールの変化

上昇を極力抑えることを意味する。(2)は、局所的に大きなローレンツ力が作用しないようにシード率を下げてローレンツ力を弱め、長い距離にわたり徐々にローレンツ力を作用させて発電を行う方法である。その他、ノズルのマッハ数、運転圧力等についても最適化を行えば、さらに高い発電性能が期待できると思われる。

5. 結 論

クローズドサイクルディスク形MHD発電機を用い、強いローレンツ力下での、発電機内の流体諸量の計測を行った。その結果を要約すると、次のようになる。

(1) 負荒抵抗やシード率が高い場合には、流体に作用するローレンツ力が強まり、発電機上流で衝撃波的な圧力上昇が現れる。また、下流では再加速が行われていることがわかった。一方、ローレンツ力が弱い時には、圧力上昇の開始点が下流に移動し、同時に圧力上昇も小さく、発電流路全域で超音速流れが維持されていることが示唆された。

(2) 発電機内の流速を測定し、ローレンツ力が強い場合には流速が大きく低下していることを確認した。

(3) ローレンツ力による大きな圧力上昇が見られる領域では、大きな圧力変動が存在することがわかった。さらに、その変動の空間的な減衰の様子と特徴的周波数が、ローレンツ力のない場合の放射状流れにみられる、擬似衝撃波内の静圧変動に類似していることがわかった。

(4) 発電機内のスワールを、初めて計測した。ま

た、スワールがホール電流の増加に伴い増加することを実験的に確認した。

文 献

- (1) Klepeis, J. E., and Louis, J. F., *Proc. 5th Int. Conf. MHD*, (1971), 649.
- (2) Yamasaki, H., ほか15名, *Proc. 27th Eng. Aspects MHD*, (1989), 6. 1-1.
- (3) Harada, N., ほか6名, *Proc. 26th Symp. Eng. Aspects MHD*, (1988), 9. 1. 1.
- (4) Okuno, Y., ほか4名, *Energy Convers. Mgmt*, 25-3 (1985), 345.
- (5) Loubsky, W. J., ほか2名, *Proc. 15th Symp. Eng. Aspects MHD*, (1976), VI. 4. 1.
- (6) Veeffkind, A., *Proc. 23rd Symp. Eng. Aspects MHD*, (1985), .
- (7) Harada, N., ほか2名, *J. Propulsion & Power*, 5-3 (1989), 353.
- (8) 青木・ほか4名, 機論, 54-505, B (1988), 2634.
- (9) 青木・ほか4名, 機論, 55-509, B (1989), 19.
- (10) Demetriades, S. T., ほか2名, *Proc. 21st Symp. Eng. Aspects MHD*, (1983), 3. 1. 1.
- (11) Nakamura, T. and Jenkins, M. K., *J. Energy*, 3-4 (1979), 217.
- (12) Yamasaki, H., ほか11名, *Proc. 22nd Symp. Eng. Aspects MHD*, (1984), 3: 4: 1.
- (13) van Veldhuizen, E. M. and Lambert, A. J. D., *Proc. 9th Conf. MHD*, (1986), 1588.
- (14) Shapiro, A. H., "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow", 1 (1953), 228, Ronald Press Co.
- (15) 山根・ほか3名, 機論, 50-453, B (1984), 1213.
- (16) 杉山・ほか4名, 機論, 53-490, B (1987), 1659.
- (17) 文献(16)の1666ページ.
- (18) Rosa, R. J., *Magnetohydrodynamics Energy Conversion*, (1968), McGraw-Hill.
- (19) Hougen, M. L. and McCune, J. E., *AIAA J.*, 9-10 (1971), 1947.
- (20) Biswas, D., 東京工業大学学位論文, (1987).