

# 高効率エネルギー変換 -MHD発電-

東京工業大学 大学院総合理工学研究科  
奥野 喜裕

次世代の大容量高効率発電の1つとして実現が期待されているクローズドサイクルMHD発電について紹介するとともに、エネルギー変換の媒体となるMHD発電プラズマについて講述する。MHD発電では、超伝導磁石により強磁界が印加された発電回路内にプラズマ流体を超音速で流し、ファラデーの電磁誘導の法則に従い、熱エネルギーから電気エネルギーへの直接変換を行う。そこでは希ガスに微量添加したアルカリ金属を電離させ、低い電子温度で高い電気伝導度を有する非平衡シードプラズマを利用するが、そのプラズマにはいくつかの不安定性が存在するだけでなく、流体諸量とローレンツ力を介して強い相互作用することから、発電機内でいかに均一で安定なプラズマを維持するかが高い発電性能を得るために重要となる。本稿では、MHD発電プラズマの基礎特性、プラズマと発電性能に関する実験的検討、並びに数値シミュレーションによる多次元プラズマ構造、性能予測などを述べるとともに、MHD発電技術の将来展望について言及する。

## 1. はじめに

限られたエネルギー資源を有効に利用するためには、効率の高いエネルギー変換システムの構築が必要不可欠である。火力発電のように熱エネルギーを電気エネルギーに変換するシステムにおいては、熱力学第二法則に従い、熱をより高温で利用することが要求される。化石燃料を空気中で燃焼させると、2000℃程度の高温ガスが得られるが、現在のところこの温度領域の熱を効率よく電気エネルギーに変換する技術は成熟しておらず、発電には利用されていない。

火力発電に関係したいくつかの発電技術における使用最高温度とプラント(熱)効率の関係を図1に示す。現在最も広く用いられている蒸気タービンでは、550℃程度の熱が利用され熱効率は40%を多少上回る程度であるが、それより高温の熱を利用するガスタービン発電(1100℃程度)を用い、蒸気タービンとの複合発電システムとすることで総合で43%程度の熱効率を実現している。またさらに高温化を進め1300℃級の複合発電システムでは総合熱効率が48%程度となる。今後一層の高温化による高効率化がはかられ、現在600~650℃級蒸気タービン、1500℃級ガスタービンの研究開発が進められている。しかしながら蒸気タービンやガスタービンでは、作動流体が回転するタービン翼を通過して膨張しエネルギー変換を行うことから、利用できる作動流体の最高温度は、タービン翼の熱機械的強度から制約を受けやすい。

ここでは、タービンの回転という機械的エネルギーを介することなく高温の熱エネルギーを直接電気エネルギーに変換でき、次期大容量高効率発電技術の一つとしてその実現が期待されているMHD発電<sup>(1)</sup>に注目し、その発電原理、MHD発電プラズマの基礎特性、研究開発

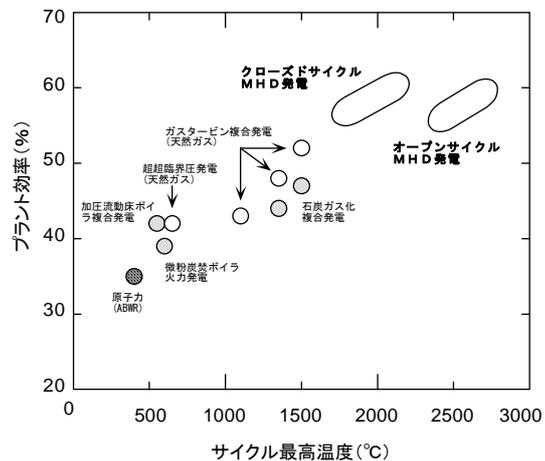


図1 使用最高温度とプラント効率

の現状と研究課題などを述べるとともに、MHD発電技術の将来展望について言及する。MHD発電は、蒸気タービンやガスタービンが航空機のジェットエンジンに対応するものと考えれば、ちょうどロケットエンジンに相当する。後で述べるように、オープンサイクルMHD発電では石炭を用いた高効率発電が可能で、またクロードサイクルMHD発電では、2000～2100℃程度の希ガスを作動気体とし、10～100万kWの発電出力が高い熱効率～60%で得られるものと試算されている。<sup>(2), (3), (4)</sup>

## 2. MHD発電の原理と発電機の種類

MHD発電とは電磁流体力学発電のことであり、Magneto-Hydro-Dynamics（電磁流体力学）の頭文字をとったものである。MHD発電では、図2に示すように、電気伝導性を有する流体（プラズマや液体金属）を外部から磁界が印加された発電機流路内に流し、ファラデーの電磁誘導の法則に基づいて誘導される起電力とそれによって流れる電流とによって、流体のもつエンタルピーを電気エネルギーに変換する。すなわち作動流体の流れ方向と印加磁界にそれぞれ垂直方向に生じる起電力を利用し、負荷を接続することで電気出力を取り出す。そこでは作動流体が誘起されるローレンツ力に対抗して仕事することでエネルギー変換を行う。従来の蒸気ならびにガスタービン発電方式では、高速で回転する翼列間に作動気体を流し、熱エネルギーをタービンの回転運動という機械的エネルギーに変換した後、タービンと同軸に連結された発電機で電気エネルギーを得るのに対して、MHD発電ではタービンの回転という機械的エネルギーを介することなく熱エネルギーを直接電気エネルギーに変換することから直接発電の1つとして分類されることがある。このようにMHD発電では作動流体が発電機ダクト内を通過するだけで可動部分がないことから、作動流体を2000～3000℃の高温にすることができる。もちろん発電流路壁を水冷する必要はあるが、発電機が大型になるほど発電流路体積に対して流路壁面積が小さくなるので、熱損失は相対的に低く抑えられる。

MHD発電で用いられる作動流体は電気伝導性をもつ気体と液体金属とに大別され、それぞれプラズマMHD発電（単にMHD発電と呼ばれることが多い）、液体金属MHD発電という。プラズマMHD発電では、燃焼ガスを用いるものと希ガス（アルゴン、ヘリウム）を用いるものがあり、それぞれ発電システムの構成からオープンサイクルMHD発電、クロードサイクルMHD発電と呼ばれる。液体金属MHD発電はシステム形態上後者に属する。

気体（プラズマ）を作動流体とする場合、液体金属に比べて電気伝導度が低いことから、微量のアルカリ金属（カリウムなど）もしくはそれらの化合物（シード物質という）を作動流体に混入する。アルカリ金属の電離ポテンシャルは低いことから比較的容易に電離し、プラズマ状態とすることで高い電気伝導度を得る。一般に、オープンサイクルMHD発電ではアルカリ金属化合物がシード物質として用いられ、高温気体中で解離させアルカリ金属原子とし、熱電離プラズマ（熱平衡プラズマ）状態とする。一方、クロードサイクルMHD発電では、シード物質としてアルカリ金属が用いられ、誘導起電力によるジュール加熱より電気伝導度の高い非平衡電離プラズマ状態とする。

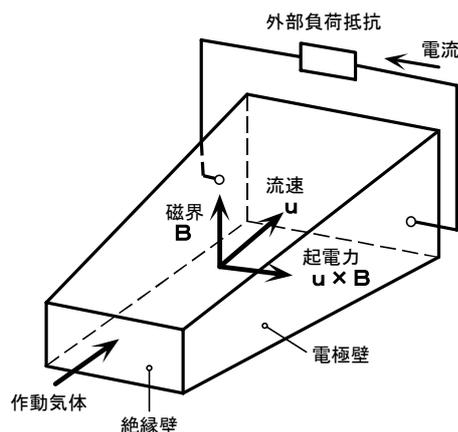


図2 MHD発電の原理  
(ファラデー型直線形状発電機)

MHD発電機は、発電出力の取り出し方および作動流体を流す流路形状により、主にファラデー型直線形状発電機、ホール型ディスク形状発電機および対角型発電機に大別される。ファラデー型発電機は、図2に示したような形状を持ち、磁界に平行な流路面に対向して電極対を設け、負荷抵抗（もしくはインバータ）を接続して電気出力を得る。この出力電流はファラデー電流と呼ばれる。このときホール効果によりファラデー電流と磁界の双方に直角方向（作動流体の流れ方向）に起電力（ホール起電力）が生じるので、同図には示されていないが、一般にその起電力の短絡を防ぐために電極は分割される。ホール型ディスク形状発電機では、図3に示すように、2枚の円盤状の流路内を作動流体が中心から外側へ放射状に流れ、円周方向に誘導されるファラデー電流と印加磁界によるホール起電力を利用して、発電流路内側と外側に設けられたリング状の電極対から出力電流（ホール電流）を取り出す。対角型発電機は、ファラデー型発電機と同様に対向分割電極を持つ直線形状流路を用い、斜めに電極間を短絡接続することで結線負荷数を減らし、発電機上流・下流間に生じる高い電圧を発電出力として取り出す。ファラデー型、対角型発電機はこれまで主に以下に述べるオープンサイクルMHD発電で、またホール型ディスク形状発電機はクローズドサイクルMHD発電で用いられる。

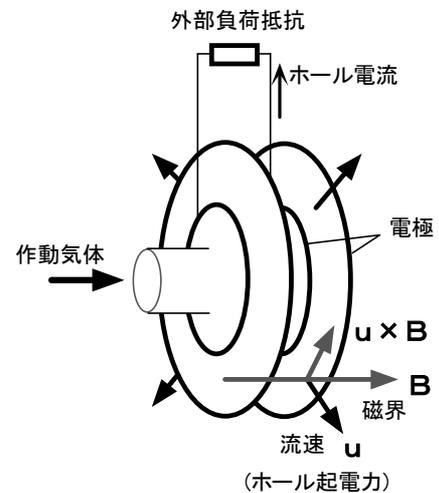


図3 ホール型ディスク形状発電機

### 3. MHD発電システム

#### 3.1 オープンサイクルMHD発電

オープンサイクル（OC）MHD発電システムの典型例を図4に示す。1500°C程度の予熱空気もしくは酸素富加空気では化石燃料を燃焼させ、2500~2700°Cの燃焼ガスを生成する。そ

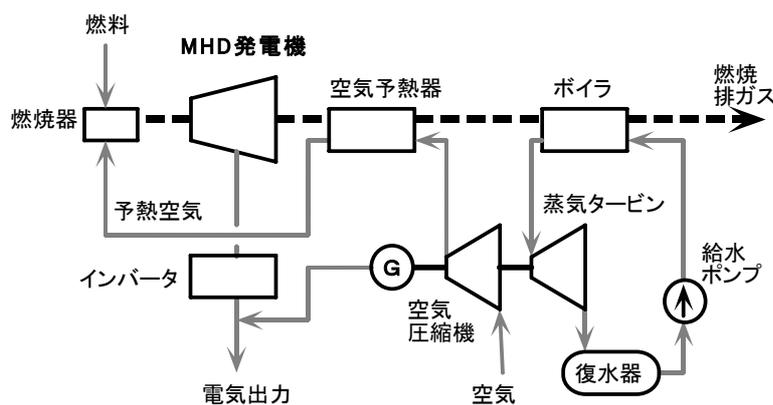


図4 オープンサイクルMHD発電システム

の燃焼ガスに数%程度のシード物質 ( $K_2CO_3$  など) を添加し、5~10S/m の電気伝導度を持つ熱電離プラズマとすることで発電を行う。発電機を出た作動流体は熱回収ならびにシード回収システムに導かれ、そこで回収した熱を空気予熱や蒸気タービンの熱源として利用する。この

方式では、発電機を出た作動流体が空気予熱器やボイラを経て大気に放出されることからオープンサイクルMHDと呼ばれる。発電出力はMHD発電機および蒸気タービン発電機から得られるが、MHD発電機は直流発電機であるので、インバータを介して交流電力に変換される。

オープンサイクルMHD発電に関する実証試験研究は歴史が古く、主に米国、ロシア、日本で研究が進められ、図5に各発電装置の運転時間と電気出力の関係を示すように、大出力・長時間運転の実績を積んでいる。

このオープンサイクルMHD発電システムはいくつかの重要な利点を持つ。

MHD発電機は石炭スラグが存在しても機能することから石炭を直接燃焼したものを作動流体とすることができる。しかも石炭に含まれる硫黄分は、発電機下流の熱交換器内でシード物質  $K_2CO_3$  と反応して  $K_2SO_4$  となることから脱硫装置は不要である。また様々な質の石炭が利用でき、電極表面に形成されるスラグ層により水冷電極表面が保護されると同時に発電流路壁での熱損失が低減され得る。これまでの研究で、金属電極の寿命は適当な運転状況下で  $4\sim 8 \times 10^3$  時間を越えると推定されている。

1500°C程度の子熱空気を得るための高温加熱器(高温空気予熱器)として、既存技術では隔壁型熱交換器は困難であり、セラミック製の蓄熱体を用いた蓄熱型熱交換器が考えられている。しかし、オープンサイクルMHD発電においては、蓄熱床における石炭スラグやシード化合物の蓄積、ならびにそれらのセラミックスへの悪影響が考えられ、やはり技術的に克服すべき点も多い。従って、現時点では2700°C程度の燃焼ガスを得るために酸素富加空気を用いているが、この熱交換器が技術的に確立していないだけに多くの熱エネルギーが発電機下流のボイラに送られ、蒸気タービン発電出力の割合が増加し、結果として熱効率は45~50%(高位発熱量基準)程度に抑えられる。しかしながら石炭燃焼MHD発電は、今日考えられている石炭エネルギー有効利用技術の中で最も高い効率を持ち得るので将来技術として重要で、石炭スラグやシード化合物の存在下で動作する高温熱交換器が開発できれば、改良型オープンサイクルMHD発電システムとして55~60%の効率が期待できる。さらに最近では、CO<sub>2</sub>回収型高効率石炭燃焼MHD発電プラントも提案されており、環境保全に適応した発電システムとなり得ることが示されている。<sup>(5)</sup>

### 3.2 クローズドサイクルMHD発電

クローズドサイクル(CC)MHD発電では、作動流体に0.1~0.01%程度のアルカリ金属(カリウムやセシウム)をシードした希ガス(アルゴンやヘリウム)を用いる。クローズドサイクルMHD発電システムの典型例を図6に示す。作動流体は希ガス加熱器で加熱され発電機に導かれた後、再生熱交換器、圧縮機等を経て循環することから、クローズドサイクルMHDと呼ばれる。誘導起電力に起因するジュール加熱によりプラズマは電子温度が作動流体温度よりも高い非平衡電離状態となりオープンサイクルMHD発電より低い作動気体温度(1700~2100°C)においても高効率発電が可能である。後で詳しく述べるように、電子温度が5000K程度になるような運転条件ではシード物質はほぼ完全に電離し、そのときの電気伝導度は、オープンサイクルMHD発電における燃焼ガスプラズマの場合よりも1桁以上高い50

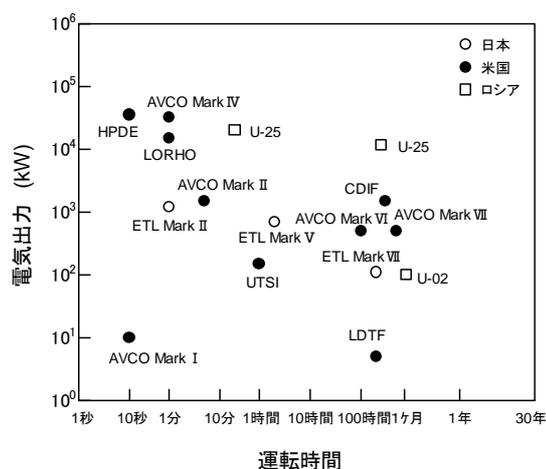


図5 オープンサイクルMHD発電の実証試験

～200S/mに達する。このことに関連して出力密度(単位体積あたりの発電出力)が高く発電機の小型化が可能で、超電導磁石も小型になる。クローズドサイクルMHD発電においても、蒸気タービンやガスタービンとの複合システムが提案されており、58～60%の熱効率(高位発熱量基準)が期待されている。

クローズドサイクルMHD発電はさらに以下のような利点を持つ。システムの最高温度は2000～2100℃程度でオープンサイクルMHD発電に比べて600～700℃程度低く作動気体は希ガスで不活性であること、さらに混入するシード物質の量が少ないことから、電極や絶縁壁あるいは断熱材などのシステム構成材料に対する熱機械的・化学的制約は緩和され、低ガス温度・高出力密度であることから発電流路壁での熱損失の割合は小さく抑えられる。また非平衡プラズマを利用するので、超電導電磁石やインバータの構成がより容易なホール型ディスク形状発電機(図3参照)が利用

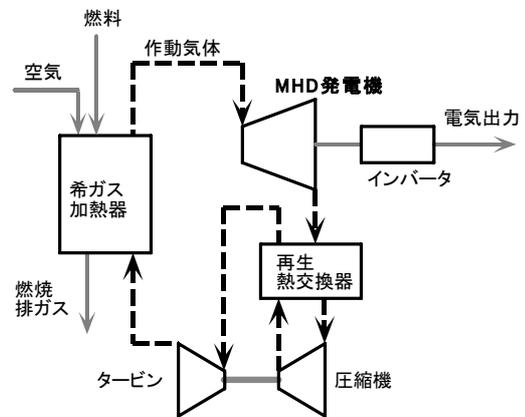


図6 クローズドサイクルMHD発電システム

できる。この形状の発電機では、アークが発生しても、それが電極上のある位置にとどまることなく、ローレンツ力によって方位角方向に回転するので、電極の損傷が極端に少なく長寿命が期待できる。またクローズドサイクルMHD発電は、化石燃料、原子力高温ガス冷却炉、核融合炉など多様な熱源に適用できる利点を持つ。現在の実験研究開発では熱源として天然ガスが用いられている。石炭に関しては、高温熱交換器に入る前段階での石炭燃焼ガスからスラグの除去に関する基礎研究が必要で、また原子核エネルギーに関しては、1500℃以上の高温ガスが供給できるようになれば有力な熱源となり得る。

#### 4. MHD発電プラズマと電磁流体の基礎方程式

MHD発電プラズマは、電気エネルギーを消費して生成される一般の放電プラズマと異なり、自己の誘導起電力を利用する「自励」プラズマであることに大きな特徴がある。

オープンサイクルMHD発電では、石炭、天然ガスなどの化石燃料の燃焼ガスに直接、 $K_2CO_3$ などの化合物をシードする。燃焼ガスを構成する重粒子の多くは分子の形で存在するので、非弾性衝突に起因し電子とこれらの重粒子の運動量輸送衝突断面積は非常に大きい。またMHD発電の動作圧力は少なくとも100Torr以上であるので、電子と重粒子の衝突周波数も大きい。従って、電子と重粒子は互いに等しい温度のマクスウェル分布に従うと考えることができ、いわゆる熱平衡プラズマとなる。MHD発電プラズマの電気伝導度は電子温度に依存するが、熱平衡状態にある燃焼ガスプラズマでは重粒子温度の低下にともない電子温度が低下し、電気伝導度の低下を招く。MHD発電機では、エンタルピーの抽出にともない気体温度が低下するので、熱平衡プラズマを用いる場合発電機下流での性能の劣化に注意する必要がある。

一方、クローズドサイクルMHD発電では、アルゴン、ヘリウムなどの希ガスを作動流体に用いる。これらの気体は単原子気体であるので電子との衝突断面積が小さく、特にアルゴンの場合ラムザウワー効果により1eV以下のエネルギーを有する電子に対する衝突断面積が非常に小さい。従って、クローズドサイクルMHD発電で用いるアルゴン・セシウムプラズマなどの場合、小さな衝突断面積と、電子と重粒子の大きな質量比に起因して、電子と重粒子はそれぞれ異なる温度のマクスウェル分布に従うようになり、非平衡プラズマとなる。非

平衡プラズマを用いるクローズドサイクルMHD発電の場合，ガス温度が低下しても電子温度を高く保つことができるので，オープンサイクルに比較して低温度領域まで動作することができる。しかし，条件によってはプラズマが不安定になることが知られており，安定性に関する注意が必要である。

#### 4.1 一般化されたオームの式と非平衡MHD発電プラズマのモデル<sup>(6)</sup>

プラズマ全体が磁束密度  $B$  の磁界中を速度  $u$  で運動する場合を考える（以下，ベクトルは文章中では**太字**で表し，式中では  $\vec{\cdot}$  で表す）。ここでイオンは中性気体とともに運動する ( $u \sim u_n = u$ ) ものすれば，電子の運動量保存式から以下のような「一般化されたオームの法則」が導かれる。

$$\vec{j} = \sigma(\vec{u} \times \vec{B} + \vec{E}) - \frac{\beta}{B}(\vec{j} \times \vec{B}) + \frac{\sigma}{n_e e} \nabla p_e - \tau \frac{Dj}{Dt} \quad (1)$$

ここで， $e$ ， $n_e$ ， $p_e$  はそれぞれ電子の電荷，数密度，分圧で， $\mathbf{j}(=en_e(\mathbf{u}-\mathbf{u}_e))$  は電流密度， $\mathbf{E}$  は電界強度である。また  $\beta$  はホールパラメータ， $\sigma$  は電気伝導度で，

$$\beta = \omega_e \tau_e = \frac{eB}{m_e v_e}, \quad \sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e v_e} \quad (2)$$

で与えられる。ただし， $m_e$ ， $v_e(=1/\tau_e)$ ， $\omega_e$  はそれぞれ電子の質量，他粒子との衝突周波数，サイクロトロン周波数である。(1)式右辺第1項はスカラーの電導項であり，第2項はホール効果，第3項は拡散，第4項は慣性力の効果を表す。通常MHD発電プラズマでは，境界層内や波動に起因する急激な温度勾配を扱わず，また極めて高い周波数の現象を扱わない限り第3項と第4項は無視することができる。

$$\vec{j} = \sigma(\vec{u} \times \vec{B} + \vec{E}) - \frac{\beta}{B}(\vec{j} \times \vec{B}) \quad (3)$$

で近似できる。

クローズドサイクルMHD発電で用いられる非平衡プラズマのように，電子温度  $T_e$  が重粒子（希ガス中性粒子，希ガスイオン，シード中性粒子やシードイオン）の温度よりも高く，重粒子の温度が  $T_g$  で代表されるような場合は，2温度モデルが適用可能で，次のような電子に関する数密度ならびにエネルギーの保存式を考えることができる（電子の運動量保存式は一般化されたオームの式に適用されている）。

$$\frac{\partial n_i^+}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i^+ \vec{u}) = k_{fi} n_e n_i - k_r n_e^2 n_i^+ \quad (4)$$

$$\frac{D}{Dt} \left( n_e \frac{3}{2} k T_e \right) = - \left( n_e \frac{5}{2} k T_e \right) \nabla \cdot \vec{u} - \nabla \cdot \vec{q}_e + \frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} - \sum_h \frac{2m_e}{m_h} v_{eh} n_e \frac{3}{2} k (T_e - T_g) - \dot{N} \quad (5)$$

ただし，プラズマの電気的中性の仮定から，

$$n_e = \sum_i n_i^+ \quad (6)$$

である。ここで， $n_i^+$ ， $n_i$  は  $i$  種（シード粒子，希ガス粒子）のイオンおよび中性粒子の数密度で， $k_{fi}$  および  $k_r$  はそれぞれ電子温度の関数として与えられる電離係数，三体再結合係数である。また  $k$  はボルツマン定数， $\mathbf{q}_e$  は電子の熱流束ベクトル， $m_h$  は重粒子  $h$  の質量， $v_{eh}$  電子

と重粒子  $h$  との衝突周波数である。(5)式右辺第3項  $|\mathbf{j}|^2/\sigma$  はジュール加熱を, 第4項は弾性衝突による電子のエネルギー損失を表し, 第5項は電離や励起等の非弾性衝突に起因する, また放射に起因する電子のエネルギー損失を示す。(4)式からイオン数密度, (6)式から電子数密度が, また(5)式から電子温度が定まる。

#### 4.2 非平衡MHD発電プラズマに要求される性質

一般化されたオームの式(3)式に  $\mathbf{j}$  を内積すると

$$\frac{j^2}{\sigma} = -\bar{\mathbf{u}} \cdot (\bar{\mathbf{j}} \times \bar{\mathbf{B}}) + \bar{\mathbf{j}} \cdot \bar{\mathbf{E}} \quad (7)$$

となり, 流体がローレンツ力に抗してなした仕事  $-\mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B})$  が電気出力  $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$  とジュール加熱  $j^2/\sigma$  に費やされることがわかる。流体がなした仕事に対する電気出力の割合  $\eta_e$ 。

$$\eta_e = \frac{\text{power output}}{\text{"push" power}} = \frac{|\bar{\mathbf{j}} \cdot \bar{\mathbf{E}}|}{|-\bar{\mathbf{u}} \cdot (\bar{\mathbf{j}} \times \bar{\mathbf{B}})|} \quad (8)$$

は, 「電気変換効率」と呼ばれ, MHD発電機の性能を決める重要な指標の1つである。あとで述べるように, ジュール加熱はプラズマ生成に利用されるのですぐさま損失とはならないが, 熱力学的可逆性からの逸脱すなわちエントロピー生成を招き, 発電機の熱力学的効率(断熱効率, 等エントロピー効率)の減少をもたらす。すなわち, 高性能発電機を実現するためには高い電気変換効率が要求される。

ここで, 図3に示したようなクローズドサイクルMHD発電で用いられるホール型ディスク形状発電機を考える。円筒座標系を考え,  $\mathbf{j} = (j_r, j_\theta, j_z)$ ,  $\mathbf{E} = (E_r, E_\theta, E_z)$ ,  $\mathbf{u} = (u_r, 0, 0)$ ,  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$  とする。ここでは, 磁界方向(z方向)には電界がなく電流も流れない( $E_z=0$ ,  $j_z=0$ )ものとし, ディスク形発電機では円周方向は短絡され  $E_\theta=0$  とおくことができるので,

$$K_h = \frac{-E_r}{\beta u_r B} \quad (9)$$

で定義される負荷率  $K_h$  ( $K_h=0$  は短絡状態,  $K_h=1$  は開放状態)を用いれば, (3)式から, 半径方向電流密度  $j_r$  (ホール電流密度), 円周方向電流密度  $j_\theta$  (ファラデー電流密度)は,

$$j_r = \frac{\sigma u_r B}{1 + \beta^2} \beta (1 - K_h), \quad j_\theta = -\frac{\sigma u_r B}{1 + \beta^2} (1 + \beta^2 K_h) \quad (10)$$

となる。また単位体積あたりの電気出力(出力密度)  $P$ , および電気変換効率  $\eta_e$  は,

$$P = -j_r E_r = \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} K_h (1 - K_h) \sigma u_r^2 B^2, \quad \eta_e = \frac{\beta^2}{1 + \beta^2 K_h} K_h (1 - K_h) \quad (11)$$

となる。これらの関係式は, 以下に述べる簡単な計算結果から明らかにされるように, 高い出力密度, 高い電気変換効率を得るためには, 高い電気伝導度, 高いホール係数をもつ非平衡プラズマを生成する必要があることを示している。

非平衡MHD発電プラズマにおける定常的な局所プラズマは, (4), (5)式において時間・空間微分を無視して, それぞれ

$$\frac{n_i^+ n_e}{n_i} = 2 \frac{g_i^+}{g_i} \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{k T_e}\right) \quad (12)$$

$$\frac{|\bar{\mathbf{j}}|^2}{\sigma} = 3n_e m_e k (T_e - T_g) \sum_h \frac{\bar{v}_{eh}}{m_i} \quad (13)$$

のように近似できる。(12)式は代表温度を電子温度としたサハの電離平衡式であり、また(13)式はジュール加熱と弾性衝突による電子のエネルギー損失が釣り合うとしたエネルギー保存式である。ここで $\varepsilon_i$ は*i*種粒子の電離ポテンシャルで、 $g_i^+$ 、 $g_i$ は*i*種のイオンおよび中性粒子の統計的重み、 $h$ はプランク定数である。

ここで*i*種粒子としてシード粒子、希ガス粒子を考え、それらの連立方程式とすれば、電子温度 $T_e$ を与えることで電子密度が決定でき、また電子の他粒子との衝突周波数は電子温度の関数として与えられるので、(2)式からホール係数、電気伝導度が決定できる。図7は代表的なクローズドサイクルMHD発電の運転条件における、電子密度、ホール係数、電気伝導度を電子温度の関数として示したものである。作動気体として、アルゴンにセシウムをシードしたものを想定している。アルゴンおよびセシウムの電離は電子温度とともに促進されるが、それらの総和で与えられる電子密度は、それらの電離ポテンシャルの違いから電子温度が4000~6000Kにおいてほぼ一定となる。すなわち、この領域ではシード物質であるセシウムはほぼ完全に電離しているが、電子密度におけるアルゴンの電離の寄与がほとんど無視できる状態にある。この状態にあるプラズマは「シード完全電離プラズマ」と呼ばれ、その電子温度の領域は「シード完全電離領域」と呼ばれている。電気伝導度は、電子密度に対応して増加するが、シード完全電離領域においては電子温度の増加とともに減少する。これは電子温度の増加に対して、電子密度がほぼ一定に保たれる一方で電子の他粒子との衝突周波数が増加することによる。またホール係数は衝突周波数に反比例するので、電子温度に対して単調に減少する。図8に電子温度に対する出力密度 $P$ および電気変換効率 $\eta_e$ を示す。出力密度はおおよそ電気伝導度に対応して変化するが、電気変換効率は電子温度が4000~5000Kで最大値をとる。大ざっぱに考えれば、低電子温度では出力密度が低く、高電子温度では大きなジュール加熱を必要とすることによる。

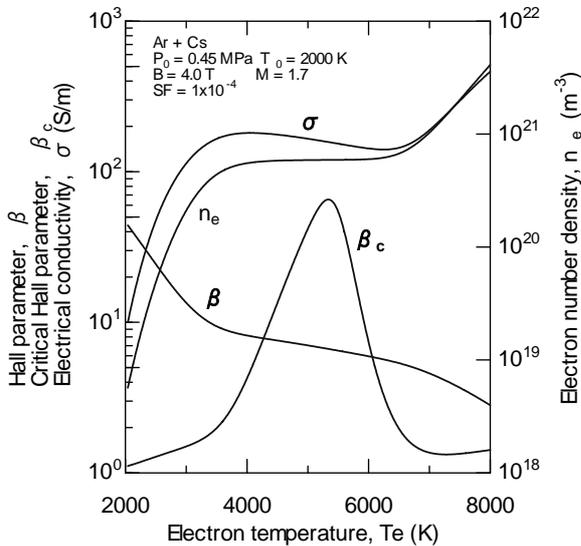


図7 電子温度に対する電子密度、電気伝導度、ホール係数、臨界ホール係数

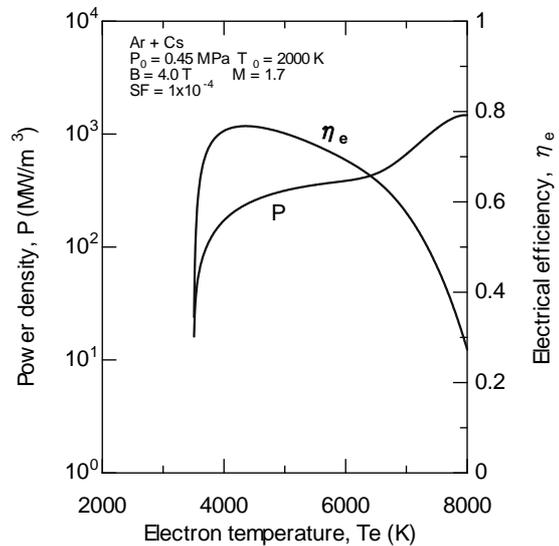


図8 電子温度に対する出力密度、電気変換効率

プラズマ中には様々な不安定現象が存在するが、非平衡MHD発電プラズマにもいくつかの不安定現象が生じ、発電性能の劣化を招くことが知られている。その中で、最も重要ものは「電離不安定性」と呼ばれるもので、非平衡MHD発電プラズマに対する線形摂動解析から、ホール係数がある臨界値を越えるとプラズマは不安定となり、結果として構造が不均一

となることが指摘され<sup>(7)</sup>、後でも述べるように実験的にもまた数値シミュレーションからも確認されている。この臨界値は「臨界ホール係数 $\beta_c$ 」と呼ばれ、図7にその電子温度依存性を示している。この図から明らかなように、電子温度が4000~6000Kのシード完全電離領域ではプラズマは安定であり、4000K以下のシード弱電離領域、および6000K以上の希ガス弱電離領域でプラズマは不安定となる。準線形解析から、この電離不安定性に起因してホール係数および電気伝導度を実効的に低下することが示され、実効ホール係数 $\beta_{eff}$ 、実効電気伝導度 $\sigma_{eff}$ に関して以下の関係が提案されている。<sup>(8)</sup>

$$\begin{aligned} \text{安定条件 } \beta < \beta_c \text{ において } & \beta_{eff} = \beta, & \sigma_{eff} &= \sigma \\ \text{不安定条件 } \beta > \beta_c \text{ において } & \beta_{eff} = \beta_c, & \sigma_{eff} &= \sigma \beta_c / \beta \end{aligned}$$

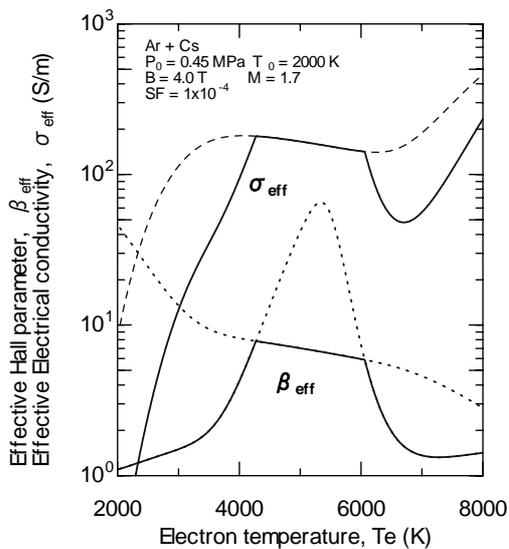


図9 電子温度に対する実効電気伝導度、実効ホール係数

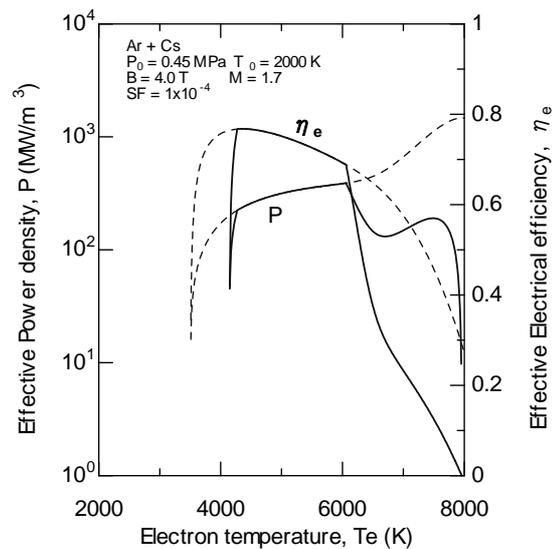


図10 電子温度に対する実効出力密度、実効電気伝導度

この関係式に基づいた実効ホール係数、実効電気伝導度の電子温度依存性を図9に、またこれらの実効値を用いた場合の出力密度、電気変換効率を図10に示す。また図11に発電機の電圧-電流特性に相当する電界強度-電流密度特性を示す。これらの図から明らかなように、不安定性によるホール係数の実効的な低下は、電気伝導度の低下を招き、発電性能を劣化させる。

以上のことから、クローズドサイクルディスク形MHD発電機内の非平衡プラズマに要求される性質は、

1. 高いホール係数および高い電気伝導度を有すること
2. 電離不安定に対して安定で、均一であること
3. このようなプラズマを高い電気変換効率、少ないジュール加熱で実現すること

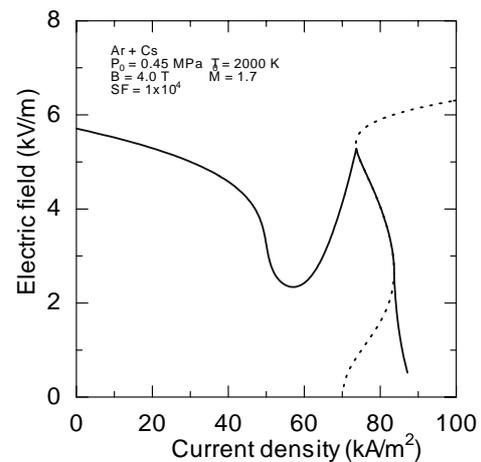


図11 電界強度-電流密度特性

が挙げられる。言い換えれば、発電機内全域においてシード完全電離プラズマを少ないジュール加熱で実現することである。

クローズドサイクルMHD発電で一般に考えられているシード物質はカリウムおよびセシウムで、希ガスはアルゴンおよびヘリウムである。先に述べたように、シード完全電離領域の広さはシード物質と希ガスの電離ポテンシャルの差で決まるので、シード完全電離プラズマの生成の容易さを考えれば、セシウムとヘリウムの組み合わせが適している。またヘリウムは音速がアルゴンに比べて高いので高出力電圧を得やすい。しかしながら、それは比較的高価であること、また電子とヘリウムとの衝突断面積がアルゴンに比べて大きいので、同じ作動条件では高いホール係数、電気伝導度が得られないことなどのデメリットがある。

上で議論してきたように、簡単な非平衡MHD発電プラズマのモデルを用いて、プラズマに要求される性質や概略の発電特性を評価することができる。しかし、MHD発電機では流体がローレンツ力に抗して仕事をすることでエネルギー変換を行うので、発電機内の流速や圧力、温度といった流体諸量が流れともに大きく変化する。プラズマと流体との相互作用を「MHD相互作用」というが、それは高性能・高出力発電機ほど強く、強いMHD相互作用下でいかに均一で安定なシード完全電離プラズマを実現させるかが重要となる。その議論には、これまで示してきたプラズマに関する式に加えて、次に示すような電磁流体を記述する方程式が必要となる。

#### 4.3 電磁流体の基礎方程式

MHD発電で用いられるようなプラズマは、熱平衡プラズマであれ非平衡プラズマであれ、衝突が非常に支配的なプラズマであることから、プラズマを連続体あるいは流体として捉えることが可能である。発電機内の作動流体の質量、運動量、エネルギーの保存を記述する方程式は非電気伝導性流体の場合と同様な巨視的な考察に基づいて導かれ、以下のように与えられる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{u}) = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}) + \nabla \cdot (\rho \bar{u} \bar{u}) = \bar{j} \times \bar{B} - \nabla p - \bar{P}_L \quad (15)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial t} + \nabla \cdot \{ (E_s + p) \bar{u} \} = \frac{|\bar{j}|^2}{\sigma} + \bar{u} \cdot (\bar{j} \times \bar{B}) - Q_L \quad (16)$$

$$p = \rho R T_g \quad (17)$$

である。ここで、 $\rho$ 、 $\rho \mathbf{u}$ 、 $E_s (= \rho c_v T_g + \rho u^2/2)$  はそれぞれ流体の単位体積あたりの質量、運動量、全エネルギーであり、 $P_L$ 、 $Q_L$  は壁面での摩擦による圧力損失、壁面への熱損失を表す。最後の(17)式は状態方程式で、 $R$  は気体定数である。

一方、電磁界に関するマクスウェル方程式は、

$$\nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \bar{H} - \frac{\partial D}{\partial t} = \bar{j}, \quad (18)$$

$$\nabla \cdot D = \rho^c, \quad \nabla \cdot B = 0$$

であるが、MHD発電プラズマでは、1) 電気的中性であること ( $\rho^c = 0$ )、2) 極めて高周波の現象を取り扱わず変位電流が無視できること ( $\partial D / \partial t = 0$ )、3) 磁気レイノルズ数が1に比べて小さく誘導磁界の影が無視でき、磁界は外部定常磁界のみであると見なし得る ( $\partial B / \partial t = 0$ ) ことから、次の2つの式に集約される。

$$\nabla \times \vec{E} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{j} = 0 \quad (19)$$

発電機内のプラズマ・流体諸量を明らかにしたり、また高性能な発電機を設計するためには、これらの式を連立させて解く必要があるが、一般に後で述べるような数値シミュレーションに委ねられる。解析的に解ける範囲として、MHD相互作用を考慮した線形摂動安定解析があり、それによればプラズマが安定であるとされるシード完全電離状態においてもMHD相互作用に起因した「Magneto-Acoustic 不安定性」が生じることが指摘されている。数値シミュレーションから、この不安定性による波の成長が確認されているが、それは大きく成長せず発電性能に与える影響は無視できることが示されている。<sup>(9)</sup>しかしながら、燃焼ガスプラズマを用いるオープンサイクルMHD発電機ではこの不安定性により発電性能が劣化することが知られている。<sup>(10)</sup>

## 5. 「Fuji-1」装置を用いた発電実験

東京工業大学では、図 12 に示すような、蓄熱型熱交換器、超電導電磁石 (4.7T)、ディスク形発電機を備えた 6 MW (最大) 熱入力のプロードダウン発電実験装置「FUJI-1」が建設され、発電実験が行われている。<sup>(11)</sup> この装置では、天然ガスを熱源とする高温熱交換器 (希ガス加熱器) で 2000K 程度に加熱されたアルゴンにセシウムをシードした作動流体を用いて、1～2 分間の発電が可能である。図 13 に得られたエンタルピー抽出率 (発電機への熱入力に対する電気出力の割合) の経緯を示す。発電機の改良 (F3, F3a, F3r) 等によりこれまで 18% のエンタルピー抽出率を実証している。

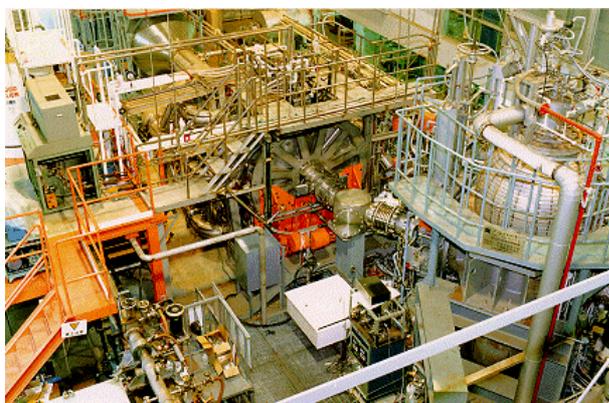


図 12 Fuji-1 発電実験装置

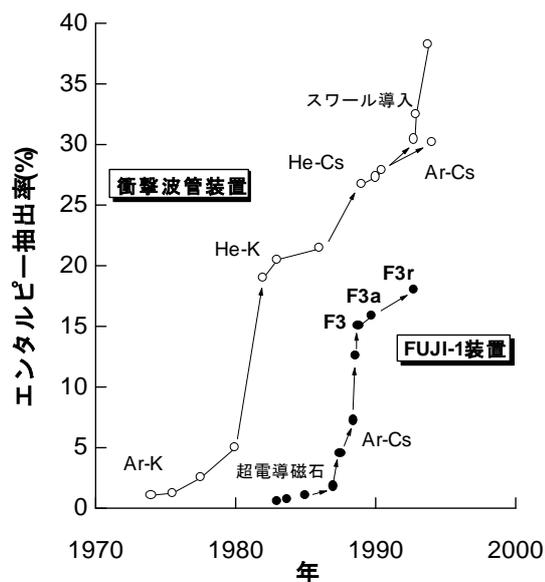


図 13 エンタルピー抽出率の推移

一方、図中の衝撃波管実験装置とは、衝撃波を利用して高温・高圧の作動気体を得るもので、数ミリ秒と短時間ながらも幅広い運転条件の下で発電実験が可能であり、これまでヘリウムを作動気体として 38%、アルゴンを作動気体として 30% 程度のエンタルピー抽出率が得られている。<sup>(12), (13)</sup> これらの高エンタルピー抽出率は、均一で電気伝導度の高いシード完全電離プラズマが、発電機内の流体諸量が強いローレンツ力に起因して変化するにも関わらず実現できることによる。

最近の発電実験の代表的な結果<sup>(14)</sup>を少し詳しく紹介する。Fuji-1 実験装置のシステム構成を図 14 に示す。本装置ではペブル床蓄熱型熱交換器で 2000K 程度に加熱されたアルゴンにシード物質としてセシウムを数 100ppm 程度添加したものを作動気体とし、超電導磁石により磁界が印加されたディスク形発電機に作動気体を流すことで電気出力を得る。発電機を出た作動気体はクーラーを経て真空タンクへ排出される。図 15 に Fuji-1 実験で近年用いられてきたディスク形発電機 Disk-F3a, Disk-F3r, Disk-F4 の断面図を、また表 1 にそれぞれの発電機を用いて得られた代表的な実験結果を示す。1989 年 Disk-F3a 発電機を用いて 15.7%のエンタルピー抽出率を、さらに 1992 年には Disk-F3r 発電機を用いて 18.0%のエンタルピー抽出率を得ている。1994 年に、ピストン駆動方式のシード注入装置が導入され、また同年 Disk-F3a, Disk-F3r 発電機で得られた知見をもとに Disk-F4 発電機が製作された。Disk-F4 発電機は、図 15 に示したように、これまで用いられてきた Disk-F3a, Disk-F3r 発電機と同様スワールベーンなし radial flow 発電機であり、Disk-F3a 発電機に比べて発電機入口・出口断面積が大きく、また Disk-F3r 発電機に比べて発電機入口マッハ数が高く、発電出力の向上とその確実性を追求した発電機となっている。ここでは、Disk-F4 発電機を用いた発電実験の代表的な結果について述べる。

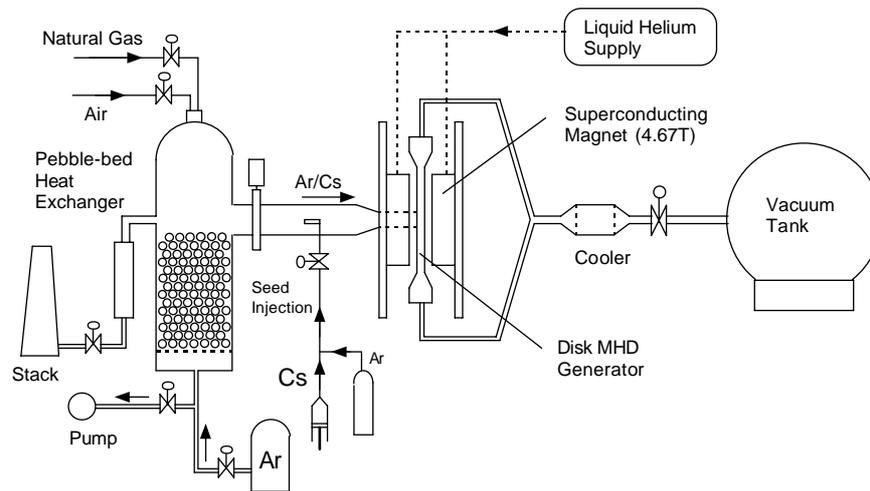


図 14 Fuji-1 発電実験装置のシステム構成

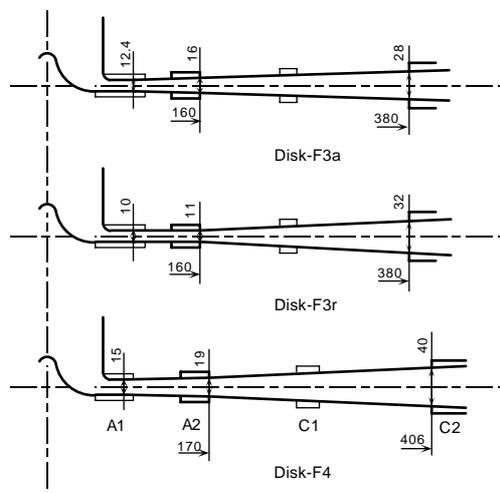


図 15 ディスク形発電機の断面図

表 1 Disk-F3a, F3r, F4 発電機を用いた代表的な運転条件と実験結果

Generator channel	Disk-F3a	Disk-F3r	Disk-F4
Run Number	6208	A8108	A4118
Working gas		Ar + Cs	
Aexit / Ainlet	4.1	6.9	5.0
Stag. pressure (MPa)	0.46	0.42	0.43
Stag. temperature (K)	1850	1930	1980
Thermal Input (MW) *	2.57	1.65	2.75
Seed fraction	$2.0 \times 10^{-4}$	$3.0 \times 10^{-4}$	$2.9 \times 10^{-4}$
Load resistance ( $\Omega$ )	0.62	0.51	0.48
Output Power (kW)	<b>404</b>	<b>297</b>	<b>506</b>
Enthalpy Extraction (%)	<b>15.7</b>	<b>18.0</b>	<b>18.4</b>

\* Thermal input with respect to the room temperature

代表的な実験のシーケンスとして Run A4105 の実験シーケンスおよび発電出力の時間変化を図 16 に示す。この実験では激み点圧力を一定に保ち (0.4Mpa 程度), 負荷抵抗を 4 段階に切り替え (0.475, 0.362, 0.245, 0.169  $\Omega$ ), それぞれの負荷抵抗に対してシード率 (シード物質のモル分率) を連続的に変化させ ( $1 \times 10^{-4} \sim 3 \times 10^{-4}$ ), 発電出力をはじめとしてプラズマ・流体諸量のシード率依存性を調べた。なお, 横軸はアルゴンを流し (ブロー) はじめてからの時間である。同図からわかるように, シード物質の注入と同時に発電が開始する。この実験では, ブロー開始後約 55 秒の時 (負荷抵抗 0.245  $\Omega$ , シード率  $2 \times 10^{-4}$ ), 最大出力 502kW, エンタルピー抽出率 16.7% を記録している。なお, 最近の発電実験では, 18.4% のエンタルピー抽出率が得られており (表 1 参照), 高い発電出力のもとで高いエンタルピー抽出率が同時に得られていることは特筆に値する (紙面の関係で多くの結果を示すことはできないが, 同発電機では再現性の非常によい結果が得られている)。また, 図 16 は発電出力がシード率に大きく依存することを示しており, 負荷抵抗一定の下でのシード率の単調増加・減少に対してそれぞれ出力の最大値が現れることから, 最適なシード率が存在することを示している。

図 17 に発電出力および出力電圧の変動率のシード率依存性を示す。同図から発電出力の最大値を与えるシード率は  $\sim 2 \times 10^{-4}$  であること, またそのとき出力電圧の変動が最小になる傾向があることがわかる。図 18 には発電機上流域での電子温度のシード率依存性を示す。電子温度はセシウム線のスペクトル強度から評価した。最適シード率 ( $\sim 2 \times 10^{-4}$ ) での電子温度はおよそ 3500~5500K で, シード完全電離プラズマが生成される温度領域である。最適シード率よりも低いシード率では, 流体に作用するローレンツ力が弱く, 流速が高いことから電子温度は高い。従ってこの場合の発電出力の低下は, アルゴンの弱電離に起因した電離不安定性によるものと考えられる。一方, シード率が最適値よりも高い場合, 強いローレンツ力により

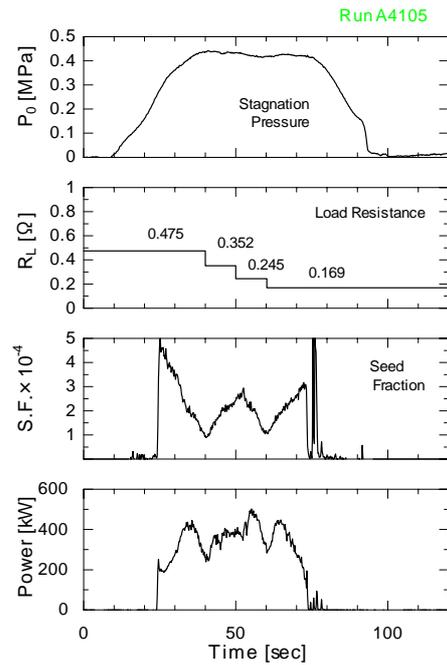


図 16 代表的な発電実験シーケンスと発電出力 (Run A4105)

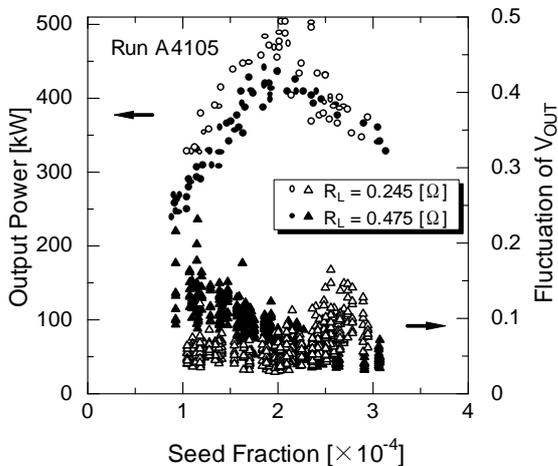


図 17 シード率に対する発電出力と出力電圧の変動率

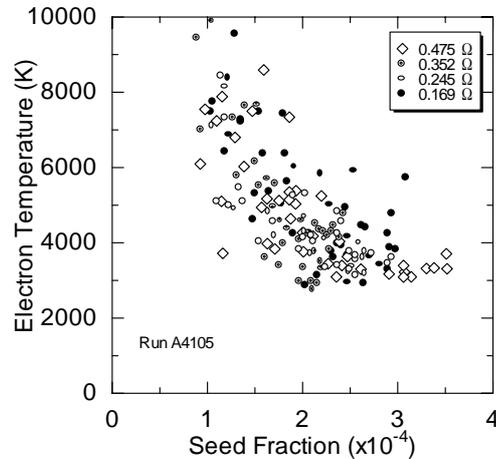


図 18 シード率に対する電子温度

流速は低下する。この場合、電子温度は低下し、セシウムの弱電離に起因する電離不安定性により出力は低下する。また、シード完全電離プラズマが生成されていると考えられる最適シード率においても、数～10%の出力電圧の変動が残っている。これはプラズマもしくは流体の変動に起因するものであるが、プラズマに起因するものであるとすれば、最適シード率ではシード完全電離プラズマが生成されているというよりは「支配的」であるというべきである。ただし、実際のMHD発電機では平滑リアクトルを介してインバータに接続されるのでこの程度の変動であれば正味出力の大きな低下をもたらさない。

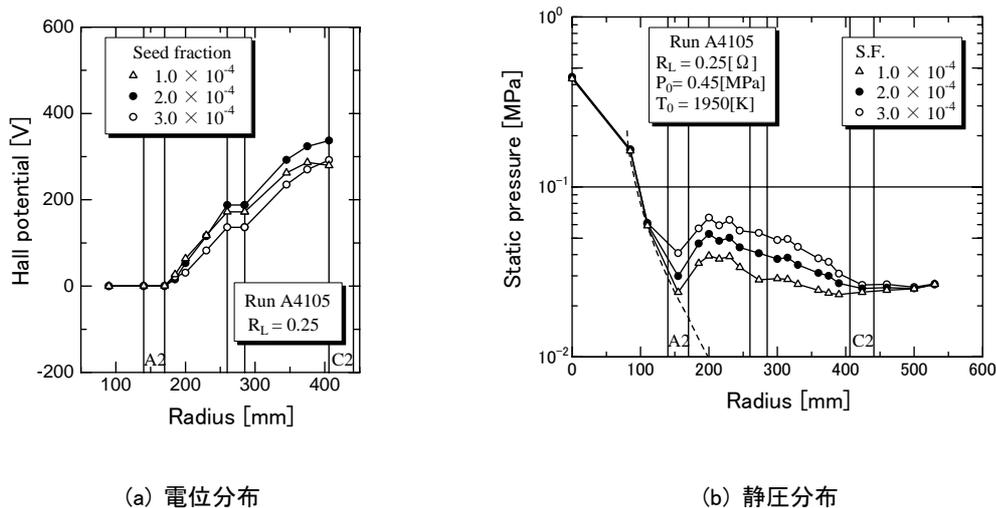


図 19 発電機内の電位と静圧の半径方向分布

図 19 に発電機内の電位と静圧の半径方向分布を示す。電位は、いずれのシード率においても、発電機入り口からほぼ直線的に上昇する。発電流路下流域のホール電界(電位の傾き)の低下は、起電力  $\beta u_r B$  に対する、ジュール加熱の不足による電気伝導度の低下と大きなホール電流による電圧損失  $-(1+\beta^2)j_r/\sigma$  の割合が相対的に増加していることを意味する。発電機内の静圧は、発電機入り口で上昇した後、徐々に低下する。シード率が高いほど、流体に作用するローレンツ力は強くなり、流速が減少するので、静圧は上昇する。しかし発電機内では、発電機入り口近傍を除いて、大きな静圧の変化はみられず、流れはローレンツ力により徐々に減速されているものと考えられる。

以上示したように、強いMHD相互作用により流体諸量が流れ方向に変化するにもかかわらず、電子温度が 3500～5500K のシード完全電離プラズマが支配的な状態を発電機内で実現できることを実験的に明らかにしたことの意義は大きい。実験結果の最後に、発電機の電圧－電流特性を図 20 に示す。プラズマと流体との強い相互作用の結果として得られるこの電圧－電流特性は、図 11 に示した局所平衡プラズマモデルから予想される電圧－電流特性とは大きく異なり、比較的なめらかな特性を示す。この電圧－電流特性を数値シミュレーションから説明する必要があるが、実験における様々な不確定さとシミュレーションモデルの限界から定性的には説明できるものの、定量的な一致は今後の課題となっている。

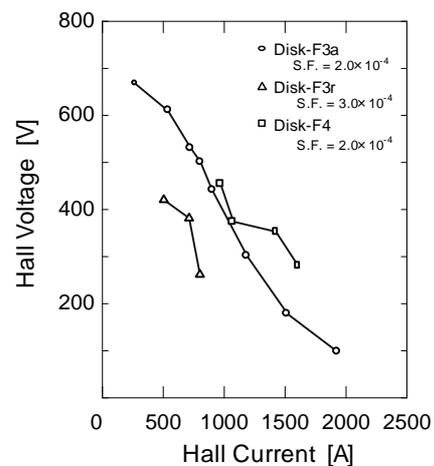


図 20 電圧－電流特性

高効率なクローズドサイクルMHD発電システムを構築するためには、30%程度のエンタルピー抽出率が要求される。この値はすでに衝撃波管実験装置では得られているものの、ブローダウン装置を用いた1分程度の発電実験での実証が当面の目標となる。また、クローズドサイクルMHD発電では、オープンサイクルMHD発電のような長時間運転はまだ実証されていない。先にも述べたように、技術的制約はオープンサイクルMHDに比べてかなり緩和されるものと考えられるが、そのステップとしてまず10~50MW熱入力のクローズドループ性能試験、ならびに100時間を超える材料およびシステムの耐久性に関する実証試験が今後行われる必要がある。

## 6. 数値シミュレーション

クローズドサイクルMHD発電において高い性能を得るためには、強いMHD相互作用下で発電機内のプラズマを安定でしかも均一にすることが必要で、そのためには発電機内全域で電子温度が4000~5000Kのシード完全電離プラズマを実現することが有用であることを述べた。このことは実際の装置を用いて実証することが必要不可欠であるが、それだけに頼ることは、多くの時間や経験、また多くの費用を必要としあまり効率のよい方法ではない。一方、数値シミュレーションは様々な仮定の下に理想化された現象を取り扱うことになるが、発電機的设计や性能予測、また実験結果の理論的裏付けがある程度可能である。すなわち、実験的研究と数値解析的研究の共存が必要不可欠である。

最近の計算機の飛躍的な性能向上にともなって、数値シミュレーションによる多くの成果が得られている。取り扱うべき方程式は、先に述べたように、2温度モデルで記述される非平衡プラズマに関する方程式(3)~(6)式と電磁流体方程式(14)~(16)式、マクスウェル方程式(19)式、状態方程式(17)式である。プラズマの安定性や構造だけを研究対象とする場合には、流体諸量を適当な仮定を用いて与え電磁流体方程式を省略する場合がある(その一例として、図21に発電機内プラズマが非一様となる条件での電子温度の3次元分布を示す<sup>(15)</sup>)<sup>(15)</sup>が、発電機の性能に関連する場合すべての式が考慮される。多くのシミュレーションでは、ある作動条件の下での定常状態を求めることになるが、一般に、時間微分項を無視した定常方程式を解くのではなく、非定常方程式を解きその定常解をもって定常状態に達したものとする。

これまで行われてきた代表的な数値シミュレーションを、取り扱う「次元」によって区別すると以下のようなになる(ディスク形MHD発電機に関連したものに限定し、作動流体の流れ方向を $r$ 方向、円周方向を $\theta$ 方向、磁界方向を $z$ 方向とする)。

### ・ 0次元計算

「局所的な」非平衡MHD発電プラズマの諸量やその安定性を議論するために行われるもので、4.2で議論したような内容がこれに相当する。非平衡MHD発電プラズマの基礎を理解するために必要不可欠である。発電機内の現象をシミュレートするためには、下記のような1次元もしくは多次元計算が必要であるが、そこで取り扱われるプラズマはいずれも「局所的な」非平衡MHD発電プラズマモデルからの発展にすぎない。

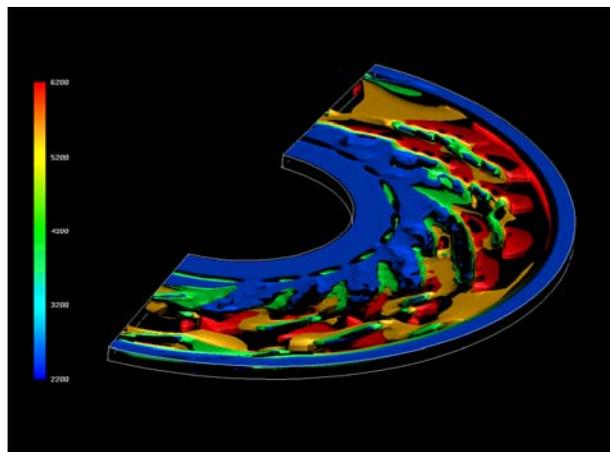


図 21 プラズマの3次元構造(非一様運転条件)

- ・ 準1次元(r方向)計算

流体の流れ方向の発電機断面積変化(発電流路高さ変化)を考慮したr方向1次元計算で、プラズマ・流体諸量の $\theta$ 方向の一様性を仮定する。プラズマの不均一構造や流体の境界層の成長や剥離などの影響を考慮することはできないが、エネルギー変換の本質的な物理は組み込まれているので、性能の大まかな予測・評価には有用である。また発電機の大まかな設計にも使用される。<sup>(16)</sup> CPU使用時間は少ない。

- ・ r- $\theta$ 平面2次元計算

先に述べた「電離不安定性」や「Magneto-acoustic不安定性」などプラズマに関係した不安定性は磁界と垂直なr- $\theta$ 平面内に生じることから、プラズマの安定性や構造を捕らえるのに適している。負荷整合や外部擾乱とプラズマの一様性の関係など、これまで数多くの現象が明らかにされている。<sup>(17),(18)</sup> もちろん、プラズマの不均一構造がもたらす流体諸量への影響も捕らえることができるが、流体境界層に関連した現象は明らかにできない。

- ・ r-z平面2次元計算

プラズマ・流体諸量の $\theta$ 方向の一様性を仮定するが、境界層の成長や剥離といった発電機内の流体諸量の挙動が捕らえられる。また電流が電極への流れ込む(電極から流れ出す)様子や境界層内での電流の逆流現象などが明らかにされている。<sup>(19),(20)</sup> 現在、発電部だけでなく、ノズル部やデフューザ部を含めたシミュレーションが行われている。

- ・ r- $\theta$ -z3次元計算

数値シミュレーションの究極の形態であるが、多くのメモリと多くのCPU時間を必要とする。最近開発されたばかりであり、今後の発展が期待される。

ここでは、3次元電磁流体シミュレーションにより得られた発電機内の代表的なプラズマならびに流体の様子<sup>(21)</sup>を紹介する。多少ややこしくなるが、計算の手法ならびに仮定について述べておく。計算においては、先に示した基礎方程式をr- $\theta$ -z円筒座標系から $\xi$ - $\theta$ - $\zeta$ 物体適合座標系へ変換し、双曲型方程式は一般座標系に拡張したCIP法を用いて解いている。また、一般化されたオームの式とMaxwell方程式から導かれる楕円型方程式は有限差分法で離散化し、共役勾配法の一つであるBi-CGSTAB法を用いて解く。計算領域は、半径(r)方向はアノード上流端からカソード下流端まで、また円周( $\theta$ )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。鉛直(z)方向は両壁面間である。計算に用いた格子点数は(r,  $\theta$ , z)=(56, 40, 41)で $\Delta r=4\text{mm}$ ,  $\Delta \theta=\pi/40$ の等間隔メッシュとした。壁面熱流束や粘性底層内の構造を議論するためには壁面への格子の引き付けを行った。また、CFL条件から $\Delta t=0.05\mu\text{sec}$ とした。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、荷電粒子密度は入口電子温度でのサハの電離平衡値で与え、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、諸量のr方向微分をゼロとする自由境界条件とした。壁面条件は重粒子系に関して nonslip条件を与え、電子系に関しては壁面方向に0次外挿とした。電位 $\phi$ に関する楕円型方程式の境界条件は、アノード上で電位 $\phi=0$ , カソード上で $\phi=V$ (Vは発電機で誘起されるホール電圧)、絶縁壁上で壁に電流が流入しない条件(壁方向に等電位)とする。本計算で用いた発電機形状と運転条件を表2に示す。アノード上流端での電子温度を3000 Kとし、負荷抵抗値0.5と3.15 $\Omega$ について計算を行った結果を以下に示す。

表 2 計算条件と発電機寸法

Working gas	He - Cs	Inlet swirl ratio	0.0
Thermal input	10.00 [MW]	Inlet Mach number	2.13
Stagnation temperature	2000 [K]	Upstream radius of anode	120.0 [mm]
Stagnation pressure	3.0 [atm]	Inlet radius of channel	160.0 [mm]
Seed fraction	$5.0 \times 10^{-5}$	Outlet radius of channel	320.0 [mm]
Load resistance	0.5, 3.15 [ $\Omega$ ]	Downstream radius of cathode	340.0 [mm]
Magnetic flux density	4.0 [T]	Inlet height	14.7 [mm]
Wall temperature	1000 [K]	Outlet height	21.6 [mm]
Inlet electron temperature	3000 [K]	Area ratio	4.16

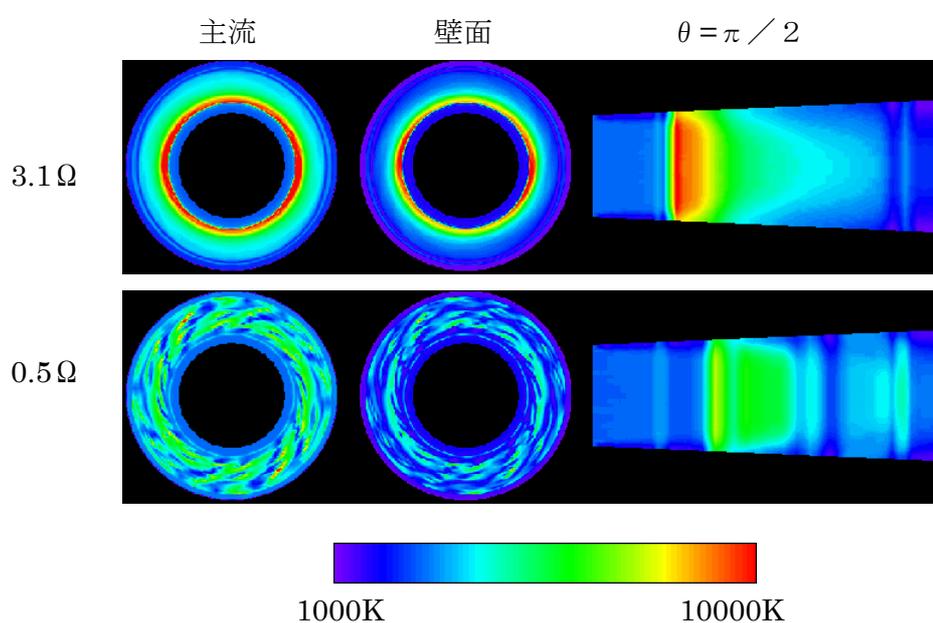


図 22 電子温度の3次元分布

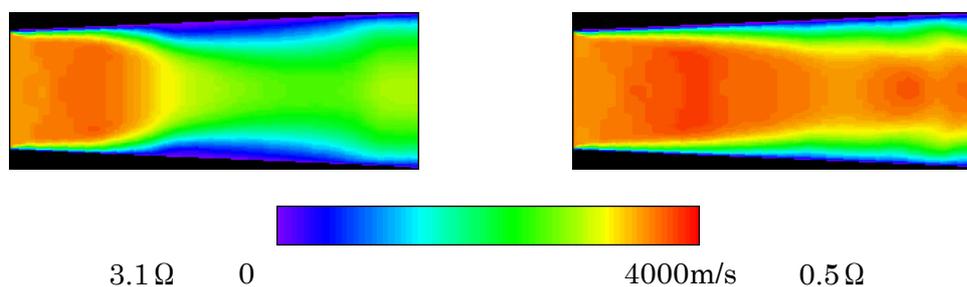


図 23 r-z 平面での流速分布

図 22 にそれぞれの負荷抵抗値での主流, 壁面近傍,  $\theta = \pi / 2$  における電子温度分布を示す。負荷抵抗が  $3.15 \Omega$  では, プラズマは  $\theta$  方向にほぼ一様で, 入口付近において電子温度がかなり高くなるが, この構造は時間的に定常である。  $0.5 \Omega$  では, 入口から電離不安定性に起因したプラズマの非一様構造が現れる。  $r-\theta$  平面内では電子温度の低い領域が螺旋構造として現

れ、 $\theta$  方向に回転しながら下流に流され、非定常な構造をもつ。どちらの負荷抵抗値においても主流に比べ壁面近傍の方が電子温度は若干低い、主流でのプラズマは  $z$  方向にほぼ一様である。

$r$ - $z$  平面における半径方向流速  $u_r$  の分布を図 23 に示す。同図から流れはローレンツ力により下流に向かうに従い減速されるが、発電領域出口付近およびカソード領域において加速されることがわかる。この加速は、ソード領域での等電位性に起因する。また、高負荷抵抗の  $3.15 \Omega$  の方が  $0.5 \Omega$  に比べ境界層の発達が顕著である。図には示していないが、境界層内ではホール電流の逆流が生じており、その領域は境界層の発達が顕著な  $3.15 \Omega$  の方が広い。これは流速の低い境界層内では起電力  $\beta u_r B$  が小さく、負の値をもつホール電界  $E_r$  の大きさより小さくなるとホール電流密度は負の値をとることによる。発電領域の壁面は絶縁壁であり、電流は壁に流れ込むことができないため、結果としてホール電流は逆流し、発電機内で渦電流が生じる。

最後にプラズマと流体とのMHD相互作用に関連した興味深い数値シミュレーションの結果を加えておく。計算手法、条件等は割愛するが、図 24 は  $r$ - $z$  平面 2 次元計算で得られた発電機内のマッハ数分布である。同図(a)はMHD相互作用がなく ( $B=0$ )、発電機出口の圧力が低い場合を、(b)は  $B=0$  で発電機出口の圧力が高い場合を、(c)は(b)の状態から磁界を印加し、MHD相互作用が生じている場合を示す。(a)の場合、壁面近傍で境界層が多少発達しているが流れはほぼ等エントロピー膨張過程に等しい。発電機出口の圧力を増加させると、(b)のように、境界層の剥離がきっかけとなって流体はどちらかの壁面に沿って流れる。この現象は高速気体力学の分野ではよく知られているものである。ところが、プラズマと流体との相互作用が存在すると、(c)のように、発電流路高さ方向の流れの不均一はなくなる傾向を示す。これは、流速の高い領域では起電力  $u \times B$  が大きく、大きな電流が流れ結果として強いローレンツ力が流体に作用することによる。本稿では紹介していないが、これらの流体諸量の挙動は、先に示した「Fuji-1」実験装置で確認されている。

紙面の関係でこれまで得られている数値シミュレーション結果の一例しか紹介できなかったが、以上述べてきたように、計算機能力の向上により、実験結果をある程度説明できるシミュレーションが行えるようになってきた。プラズマや流体のモデル化には限界が存在するが、今後より正確な理論的裏付けやより信頼性の高い発電機的设计指針が得られるものと期待できる。

## 6. むすびにかえて

クローズドサイクルMHD発電について紹介するとともに、エネルギー変換の媒体となるMHD発電プラズマについて述べ、ローレンツ力に起因する流体諸量との強いMHD相互作用

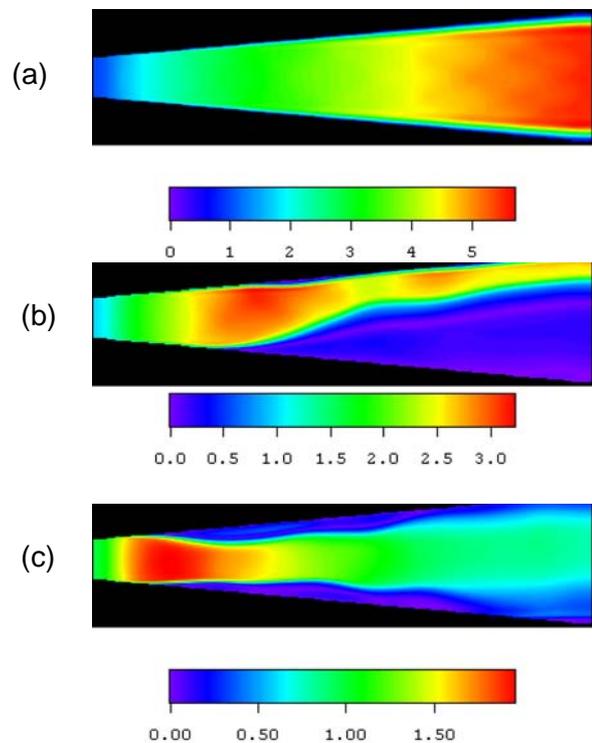


図 24  $r$ - $z$  平面でのマッハ数分布

用の下で、発電機内でいかに均一で安定なプラズマを実現するかが高い発電性能を得るために重要となることを述べた。また「Fuji-1」装置を用いた発電実験結果、並びに数値シミュレーションによる多次元プラズマ構造など最近の成果を紹介した。

最後に、これまで述べてきたように、MHD発電技術にはこれから克服しなければならない研究開発要素が少なくなく、今日明日にでも実現できるものではないが、将来の高効率発電技術の有望な候補の1つとして注目すべき価値のある発電技術であると考えている。興味を持っていただければ幸いである。

## 参考文献

- (1) R.J.Rosa, "Magnetohydrodynamic Energy Conversion", McGraw-Hill (1963)
- (2) MHD発電技術動向調査専門委員会, 「MHD発電技術の動向」電気学会技術報告(2部)445号(1996)
- (3) 山岬, 「着実に開発進むMHD発電」電気学会誌, 113巻, 6月号, 473(1993)
- (4) 梶島, 「エネルギー変換の高効率化とMHD発電」応用物理学会誌, 63巻, 8号, 817(1994)
- (5) 石川, 卯本, 「CO<sub>2</sub>液化回収石炭直接燃焼MHD-汽力複合発電」電気学会論文誌B, 113巻, 7号, 811(1993)
- (6) M.Mitchner and C.H.Kruger, "Partially Ionized Gases," John Wiley, New York (1973)
- (7) T.Nakamura and W.Riedmuller, "Stability of Nonequilibrium MHD Plasma in the Regime of Fully Ionized Seed," AIAA Journal, Vol.12, No.5, pp.661-668 (1974)
- (8) A.H.Solbes, "Instabilities in Nonequilibrium MHD Plasma, a review," AIAA 8<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting, No.70-40, New York (1970)
- (9) Y.Okuno, et al., "Effect of External Fluctuations on the Performance of a Closed Cycle Disk MHD Generator," 電気学会論文誌E, Vol.108, No.1/2, pp.6-14 (1988)
- (10) 松尾, 他, 「オープンサイクルディスク形MHD発電機の安定性解析」電気学会論文誌B, 115巻, 7号, pp.847-854 (1995)
- (11) T.Okamura, et al., "Review and New Results of High Enthalpy Extraction Experiments at Tokyo Institute of Technology," Proc. 32nd Symp. Engineering Aspects of MHD, Session 11, Pittsburgh (1994)
- (12) H.Nakamura, et al., "Measurement of Properties concerning Isentropic Efficiency in a Nonequilibrium MHD Disk Generator," IEEE Trans. On Plasma Science, Vol.24, No.3, pp.1125-1132 (1996)
- (13) 辻, 他, 「アルゴンを用いたディスク型MHD発電機の強い相互作用下における流体・プラズマ特性」電気学会論文誌B, 115巻, 2号, pp.164-171 (1995)
- (14) Y.Okuno, et al., "Closed Cycle MHD Power Generation Experiments with FUJI-1 Blow-Down Facility," Proc. of 12th International Conference on MHD Power Generation, Yokohama, pp.155-164 (1996)
- (15) H.Kobayashi, et al., "Three- Dimensional Plasma Simulation in Disk CCMHD Generator," Proc. of 12th International Conference on MHD Power Generation, Yokohama, pp.906-913 (1996)
- (16) Y.Okuno, et al., "Comparative Studies of the Performance of Closed Cycle Disk MHD Generators Using Argon, Helium and an Argon-Helium Mixture," Journal of Energy Conversion and Management, Vol.25, No.3, pp.345-353 (1985)
- (17) 笹尾, 他, 「ディスク型MHD発電機おける入り口近傍の非平衡プラズマの不安定性の抑制」電気学会論文誌B, 113巻, 9号 pp.1053-1060 (1993)
- (18) 小林, 他, 「ディスク形CCMHD発電機の性能に与える入口圧力変動の影響」電気学会論文誌B, 116巻, 6号 pp.718-723 (1996)
- (19) T.Suekane, et al., "The Effect of Boundary Layer Phenomena on the Performance of Disk CCMHD Generator," IEEE Trans. On Plasma Science, Vol.23, No.1, pp.97-102 (1995)
- (20) T.Maeda, et al., "Numerical Simulations of MHD Fluid Flow in Disk Generator," Proc. of 12th International Conference on MHD Power Generation, Yokohama, pp.675-684 (1996)
- (21) H.Kobayashi, et al., "Three- dimensional Behavior of Nonequilibrium Plasma in a Disk Generator," Proc. for '97 Advanced Research of Energy Technology, Hokkaido University (1997)

**奥野 喜裕 (Yoshihiro OKUNO)**

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

〒226-8502 横浜市緑区長津田町 4259

Tel & Fax 045-924-5659

E-mail yokuno@es.titech.ac.jp

<http://www.es.titech.ac.jp/~okuno/okuno-j.html>