

論文 / 著書情報  
Article / Book Information

題目(和文)	高エンタルピー抽出ディスク型非平衡MHD発電機の性能
Title(English)	
著者(和文)	奥野喜裕
Author(English)	YOSHIHIRO OKUNO
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第1859号, 授与年月日:1987年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第1859号, Conferred date:1987/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

# 高エンタルピー抽出ディスク型非平衡MHD発電機の性能

昭和62年3月

指導教官

山岬裕之 助教授  
椛島成治 助教授

東京工業大学総合理工学研究科  
エネルギー科学専攻 4528

奥野喜裕

# 目次

## 第1章 序論

- 1. 1 MHD発電の研究開発の現状 1-1
- 1. 2 本研究の意義と目的 1-3
- 1. 3 非平衡MHD発電を記述する基礎方程式 1-5
- 1. 4 本論文の構成 1-9

## 第2章 アルゴン及びヘリウムを用いた発電機の性能比較

- 2. 1 はじめに 2-1
- 2. 2 作動気体の選択 2-2
  - (1) 定常、一様な非平衡プラズマの諸量
  - (2) ディスク型発電機の形状と性能
- 2. 3 アルゴン及びヘリウムを用いた代表的な発電機 2-7
- 2. 4 発電性能 2-10
  - (1) 負荷変動に対する発電機の対応
  - (2) シード率の変動許容範囲
  - (3) 澱み点温度の変動許容範囲
  - (4) シード率制御による澱み点温度の変動許容範囲の拡大
- 2. 5 まとめ 2-14

## 第3章 「FUJI-1」装置による実験と非定常放電

- 3. 1 はじめに 3-1
- 3. 2 クローズドサイクルMHD発電実験装置「FUJI-1」  
における非定常放電と発電出力の変動 3-2
- 3. 3 非定常放電に関するこれまでの研究との比較 3-7
  - (1) 衝撃波管装置を用いた発電実験
  - (2) 非定常二次元数値解析
- 3. 4 非平衡プラズマの一次元的挙動とその流れ場に与える効果 3-9
  - (1) 解析手法
  - (2) 解析結果及び考察
    - (a) 非定常放電の性質
    - (b) 作動気体の流れ場との相互作用
    - (c) 「FUJI-1」装置における実験結果に対する解析
- 3. 5 まとめ 3-22

第4章	Magneto-acoustic不安定性	
4.1	はじめに	4-1
4.2	線形摂動法による解析	4-2
4.3	<i>M. A. wave</i> の発電機内での挙動と発電性能に与える効果	4-4
	(1) シード完全電離状況下のMagneto-acoustic不安定	
	(2) 電離不安定とMagneto-acoustic不安定との共存	
4.4	まとめ	4-12
付録	行列Aの要素	4-13
第5章	高エネルギー抽出発電機の負荷特性	
5.1	はじめに	5-1
5.2	発電機の形状及び作動条件の決定	5-2
5.3	強いMHD相互作用をもつ発電機の負荷特性	5-3
	(1) 解析手法	
	(2) 解析結果	
	(a) 安定プラズマ負荷条件	
	(b) 電離不安定負荷条件	
	(c) 衝撃波発生負荷条件	
	(d) 逆電圧印加負荷条件	
5.4	まとめ	5-16
第6章	他励式インバータを介しての電力系統との相互作用	
6.1	はじめに	6-1
6.2	ディスク型発電機と3相他励式インバータの取り扱い	6-1
	(1) ディスク型発電機	
	(2) 他励式インバータと平滑リアクトル	
6.3	インバータ定常運転	6-6
6.4	事故時の解析	6-7
	(1) 直流側短絡事故	
	(2) 転流失敗事故	
6.5	まとめ	6-10
第7章	結論	
7.1	本研究の結論	7-1
7.2	今後の課題	7-3

## 記号表

(MKSA単位系に準ずる)

$A$	= 発電機の流れ方向断面積 ( $m^2$ )
$a$	= 作動気体の音速 ( $=\sqrt{\gamma RT_g}$ ) ( $m/sec$ )
$\vec{B}$	= 磁束密度ベクトル ( $T$ )
$B_v$	= プランクの輻射式 (或いはウィーンの様式)
$C_f$	= 壁の摩擦係数
$C_p$	= 定圧比熱 ( $=(\gamma/\gamma-1)R$ ) ( $m/K$ )
$C_v$	= 定積比熱 ( $=(1/\gamma-1)R$ ) ( $m/K$ )
$\langle COLL \rangle$	= 電子の弾性衝突によるエネルギー損失 ( $W/m^3$ )
$c$	= 光速 ( $=2.998 \times 10^8$ ) ( $m/sec$ )
$c_e$	= 電子の熱平衡速度 ( $=\sqrt{8kT_e/\pi m_e}$ ) ( $m/sec$ )
$d$	= 発電機の磁場方向の幅 (高さ) ( $m$ )
$\vec{E}$	= 電界ベクトル ( $V/m$ )
$E$	= 作動気体の体積当りの澱み点内部エネルギー ( $J/m^3$ )
$e$	= 電子の電荷 ( $=1.602 \times 10^{-19}$ ) ( $Coulomb$ )
$F$	= プラズマの体積 ( $m^3$ )
$f$	= 電力系統の商用周波数 ( $=50Hz$ )
$f_j$	= 吸収の振動子強度
$g_j$	= $j$ 原子の統計的重み ( $g_K=2$ , $g_A=1$ , $g_{He}=1$ )
$g_j^+$	= $j$ イオンの統計的重み ( $g_K^+=1$ , $g_A^+=6$ , $g_{He}^+=2$ )
$h$	= プランク定数 ( $=6.626 \times 10^{-34}$ ) ( $J \cdot s$ )
$I$	= ホール電流 (出力電流) ( $A$ )
$\vec{J}$	= 電流密度ベクトル ( $A/m^2$ )
$J_r$	= ホール電流密度 ( $A/m^2$ )
$J_\theta$	= ファラデー電流密度 ( $A/m^2$ )
$K_h$	= 負荷率 ( $=-E_r/\beta u_r B$ )
$k$	= ボルツマン定数 ( $=1.38 \times 10^{-23}$ ) ( $J/K$ )
$\vec{k}$	= 波数ベクトル ( $1/m$ )
$k_{fj}$	= $j$ 原子の電離係数 ( $m^3/sec$ )
$k_r$	= イオンの再結合係数 ( $m^6/sec$ )
$L$	= 平滑リアクトルのインダクタンス ( $H$ )
$M$	= マッハ数
$m_e$	= 電子の質量 ( $=9.109 \times 10^{-31}$ ) ( $kg$ )

$m_j$	=	$j$ 粒子の質量 (kg)
$N_{st}$	=	スタントン数
$n_e$	=	電子の数密度 ( $1/m^3$ )
$n_j$	=	$j$ 中性原子の数密度 ( $1/m^3$ )
$n_j^+$	=	$j$ イオンの数密度 ( $1/m^3$ )
$\dot{n}_j^+$	=	$j$ イオンの生成率 ( $1/m^3 \text{ sec}$ )
$P_d$	=	出力密度 ( $W/m^3$ )
$P_r$	=	プラントル数
$p$	=	作動気体圧力 ( $N/m^2, atm$ )
$p_0$	=	作動気体の澁み点圧力 ( $N/m^2, atm$ )
$p_e$	=	電子の圧力 ( $N/m^2$ )
$Q_{e-j}$	=	電子と $j$ 粒子との弾性衝突断面積 ( $m^2$ )
$Q_r$	=	電子の輻射損失 ( $W/m^3$ )
$R$	=	気体定数 ( $m/K$ )
$R_e$	=	レイノルズ数
$R_i$	=	発電機の内部抵抗 ( $\Omega$ )
$R_L$	=	負荷抵抗 ( $\Omega$ )
$R_0$	=	負荷抵抗の設計値 ( $\Omega$ )
$S$	=	プラズマの表面積 ( $m^2$ )
$T_e$	=	電子温度 ( $K$ )
$T_g$	=	作動気体温度 ( $K$ )
$T_{g0}$	=	作動気体の澁み点温度 ( $K$ )
$T_{g0w}$	=	発電機の断熱壁温度 ( $K$ )
$T_w$	=	発電機の壁温度 ( $K$ )
$U_e$	=	電子の内部エネルギー ( $J/m^3$ )
$\vec{u}$	=	流速ベクトル ( $m/sec$ )
$\vec{u}_e$	=	電子のドリフト速度ベクトル ( $m/sec$ )
$V_L$	=	ホール電圧(出力電圧) ( $V$ )
$V_0$	=	発電機のホール起電力 ( $V$ )
$\alpha$	=	サイリスタの制御角
$\beta$	=	ホール係数
$\beta_{eff}$	=	実効ホール係数
$\beta_{crit}$	=	臨界ホール係数

$\gamma$	= 比熱比 ( $=C_p/C_v=5/3$ )
$\Delta\nu_e$	= 衝突によるスペクトル線の幅
$\delta$	= 電子のエネルギー損失係数
$\varepsilon$	= シード率(モル分率)
$\varepsilon_0$	= 真空の誘電率 ( $=8.854 \times 10^{-12}$ ) (F/m)
$\varepsilon_j$	= $j$ 原子の電離ポテンシャル ( $\varepsilon_K=4.34eV$ , $\varepsilon_A=15.8eV$ , $\varepsilon_{He}=24.6eV$ )
$\eta_e$	= 電気変換効率
$\eta_a$	= 断熱効率(ディフューザでの垂直衝撃波を仮定)
$\mu_e$	= 電子の移動度( $=e/m_e\nu_e$ ) ( $m^2/V \cdot sec$ )
$\nu_j$	= カリウム原子のスペクトル線の振動数 (1/sec)
$\nu_e$	= 電子の衝突周波数 ( $=\sum_j \nu_{e-j}$ ) (1/sec)
$\nu_{e-j}$	= 電子と $j$ 粒子との衝突周波数 (1/sec)
$\rho$	= 作動気体の密度 ( $kg/m^3$ )
$\sigma$	= 電気伝導度 (S/m)
$\sigma_{eff}$	= 実効電気伝導度 (S/m)
$\omega$	= 角周波数 ( $=2\pi f$ ) (rad/sec)

#### 添字

$e$	= 電子
$K$	= カリウム
$A$	= アルゴン
$He$	= ヘリウム
$r$	= 半径方向
$\theta$	= 円周方向

# 第1章 序論

## 1.1 MHD発電の研究開発の現状

熱から電気へのエネルギー変換系においてはファラデーの電磁誘導の法則に基づくものが一般的で、本研究で対象とするMHD発電もこれに類する。MHD発電では、金属導体の代わりに導電性の流体を磁場中に流し、流体の持つ熱エネルギー及び運動エネルギーをタービンを介することなく直接電気エネルギーに変換する。そこでは、作動流体に導電性をを持たせるために、電離し易いカリウムやセシウムがシードされる。導電性の良い作動流体を得る方法により、MHD発電は2つに大別される。1つは、化石燃料を予熱空気或いは酸素富化空気を用いて燃焼させ、その時発生する3000K程度の燃焼ガス中で、シード原子を熱電離させ十分な電気伝導度を得る方法であり、『オープンサイクルMHD発電』と呼ばれている。他の1つは、単原子分子である希ガス（アルゴン又はヘリウム）を用いる事により、作動流体温度より高い電子温度が得られる非平衡電離現象を利用して、シード原子の十分な電離を図り高い電気伝導度を得る方法であり、『クローズドサイクルMHD発電』と呼ばれている。この方式は、非平衡プラズマを用いるため『非平衡MHD発電』とも呼ばれている。尚、液体金属を作動流体とするものも、クローズドサイクルMHD発電のひとつに数えられている。

本論文では、希ガスを作動流体とするクローズドサイクルMHD発電を対象とする。この発電方式においては、作動流体温度が空気燃焼における最高火炎温度（ $\sim 2300\text{K}$ ）以下においても運転可能であるため、システムを構成する材料の耐熱性はオープンサイクルMHD発電に比べて緩やかである。更に化学的に安定な希ガスを用い、低シード率（ $10\sim 100\text{ppm}$ 程度）においても高い性能を得る事が期待できるため、材料の腐食性の面からも信頼性が高いという長所を持つ。その反面、非平衡系という物理的複雑さ、及び作動流体となる希ガスを連続的に加熱する熱交換器システムの開発等の技術的な問題をかかえている。

このMHD発電システムは他の発電システムのトッパとして組み込まれて利用される。即ち、高温作動流体（ $\sim 2000\text{K}$ ）の持つエンタルピーは、先ずMHD発電機で25～35%程度抽出され、余剰のエンタルピーはガスタービン（ $1500\sim 1300\text{K}$ ）、蒸気タービン（ $1000\text{K}$ 以下）を用いて電気エネルギーに変換される。その時、個々の発電要素において各々の最適な温度領域で効率よく発電され、発電プラントの総合効率は50%以上に達する<sup>(1)</sup>。

このクローズドサイクルMHD発電の研究開発の現状を把握するために、これまでに行われた代表的な発電実験結果<sup>(2-19)</sup>を簡単に振り返る。図1.1は、過去10年間におけるエンタルピー抽出率の推移を示したものである（ただし、発電機の種類、作動流体、作動条件は各々異なる）。1970年代中頃、すでに衝撃波管装置を用いて、1ミリ秒程度の短時間ながら10～20%の高エンタルピー抽出率が得られている<sup>(2-4)</sup>。これらの実験は、作動流体温度が高い（凝み点温度3000K以上）ものの、クローズドサイクルMHD発電の可能性を実証した。その後、作動流体温度を実用的な



温度 (<2200K) まで下げた実験が行われる事になるが、それらの実験は、1960年代から1970年代初めにかけて解明された非平衡プラズマ内に生じる電離不安定による電気伝導度の実効的な低下<sup>(20-24)</sup>にどう対処するかによって2つに分類される。1つは、電離不安定を許容し、シード率を比較的高く設定する ( $\sim 10^{-3}$ ) 事により、充分な電気伝導度を得るという考え方である (黒印)。もう1つは、シード率を  $10^{-4}$  以下に下げ、シード物質を完全に電離させ、電離不安定を抑制する事で電気伝導度を理想値にまで回復させるという考え方<sup>(25)</sup> である (中抜き印)。両者が同程度の発電性能を導くものであれば、材料の腐食性及び経済性から後者 (低シード率、シード完全電離) の方が有利である事は言うまでもない。図で示されているように、高シード率の実験では、はやくから10%を越えるエンタルピー抽出率が得られ<sup>(4-5)</sup>、その割合は年と共に増加し、最近では17%という値が得られている<sup>(9)</sup>。一方、1970年代後半から1980年代初頭にかけて精力的に行われた低シード率でのシード完全電離の実験<sup>(10-12)</sup> では、この方法が発電性能向上のために有用である事が実証され、低い磁場ながら4.5%というエンタルピー抽出率が得られた<sup>(12)</sup>。最近では更に改良が加えられ、この方法を用いて20%を越えるエンタルピー抽出率を実現している<sup>(15)</sup>。更に、1980年代に入って、ブローダウン装置を用いた1分程度の持続時間を持つ発電実験が、アイントホーヘン工科大学<sup>(16-18)</sup> ( $\blacksquare^B$ ) 及び東京工業大学<sup>(19)</sup> ( $\circ^B$ ) でなされるようになり、これらの装置を用いた発電実験においても、年と共にエンタルピー抽出率は増加し、特にアイントホーヘン工科大学においては、最近12.9%という特筆すべき値が得られている<sup>(18)</sup>。このように、クローズドサイクルMHD発電におけるエンタルピー抽出率はここ数年急激に増加し、現在は、実現可能な作動気体温度、及び長い発電時間における、実用化を目指した高エンタルピー抽出率 ( $\sim 20\%$ ) 実証の時代と言える。しかし、残された課題も数多く、発電プラントの実現へ向けての重要な過渡期と言う事もできる。

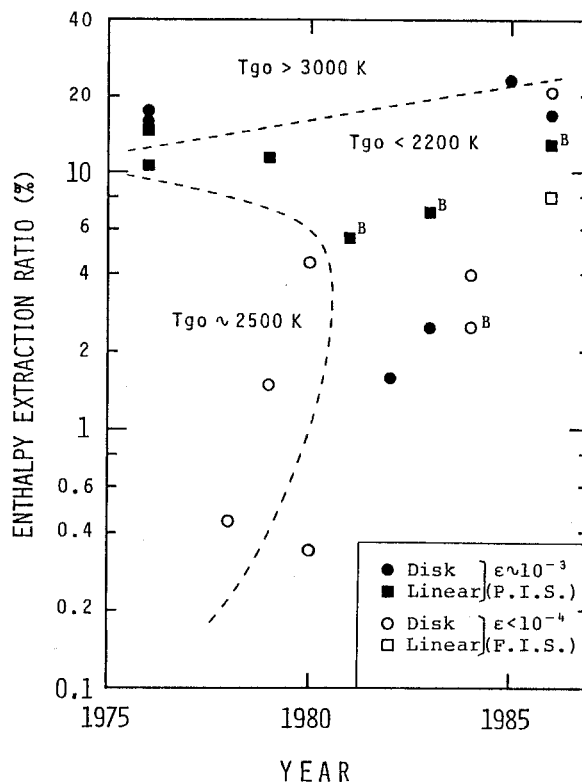


図1.1 エンタルピー抽出率の推移  
(クローズドサイクルMHD発電)

## 1. 2 本研究の意義と目的

東京工業大学では、低シード率下のシード完全電離による発電性能の向上を目的とした実験的、理論的研究が一貫してなされている。上で述べたように、ここ10数年の間に、この方法の有用性が実証され、発電機の性能が著しく向上した。しかし、エンタルピー抽出率が増加するに従い、これまで無視されがちであった新たな問題が台頭してきた。それはMHD発電機の本質的な役割である作動気体の持つエンタルピーを電気エネルギーに変換する過程での作動気体の状態変化である。発電機内で変換される電流量が大きくなるに従い、ファラデー電流によるローレンツ力が大きくなり、これは流体系への大きな抗力となる。それ故、ローレンツ力による作動気体の状態変化は発電出力の大小だけでなく、熱機関としてのMHD発電機の効率を議論する上で重要な要因である。

これまでの研究は、クローズドサイクルMHD発電にとって重要な電離不安定の解明とその抑制に焦点が絞られ、数値解析においても、2次元解析により発電機内での非平衡プラズマの挙動等が詳細に調べられた<sup>(26-29)</sup>が、そこでは作動気体の変化は無視されていた。

しかしながらエンタルピー抽出の大きな発電機の性能を議論するにあたっては、これまでの研究ではあまり議論されていない次のような問題点を検討する事が重要である。

- (1) ローレンツ力による作動気体の流速の低下が著しい強い相互作用下においても発電機全域でシード完全電離が実現するような発電機が設計できるのか。またその場合、どのような作動気体を用い、またどのような運転条件を設定するのが望ましいのか。
- (2) 運転条件の変化にどこまで対応でき、また負荷変動に対してどのように対処するのか。
- (3) 電離不安定に起因する非定常、非一様な非平衡プラズマが生じた場合、それは作動気体の流れ場にどのような影響を与えるのか。
- (4) 非平衡プラズマと作動気体との相互作用に起因した不安定性は成長し得るのか。もし成長するとすれば、発電機内諸量及び発電性能にどのような影響をもたらすのか。
- (5) 非常に強いローレンツ力が作用した場合、発電機内で衝撃波の発生が考えられる<sup>(2, 7, 30)</sup>が、それは発電機内諸量にどのような影響を与え、発電特性にどのような形で現れるのか。

実用化を目指した高性能の発電機を得るためには、このような非平衡プラズマと作動気体との相互作用に関係した、高エンタルピー抽出発電機特有の問題点を解明する必要がある。そのためには、実際の発電機において非平衡プラズマや作動気体の諸量を測定し、これらの問題に対する実験的解答を得る事が不可欠である。しかし、その測定は、現在のところ非常に困難であると言わざるを得ない。また解明のために数多くの実験を必要とする。このような背景にあって、融通性のある数値解析が望まれる。数値解析では、勿論種々の仮定の下に理想化された現象を取り扱う事になるが、それによって発電機の性能予測や実験結果の理論的裏付けが可能となる。

発電機内で生じる現象を数値解析する場合、対象とする方程式系を3次元、少なくとも2次元として取り扱う事が望ましい。しかし、作動気体の流れ場の変化を考慮して多次元解析する事は、現在の

計算機の能力から判断して非常に困難である。電気へのエネルギー変換に基本的に関与するローレンツ力は、ファラデー電流と磁場との相互作用により生じ、それは作動気体の流れ方向に作用する。それ故、方程式系の準一次元的取り扱い（流れ方向）は、発電機の性能を評価する上で比較的容易でかつ有効な手段となり得る。この場合、「発電機内」で生じる熱から電気への「エネルギー変換」機構の本質は失われない。またこの取り扱いにおいては、プラズマの特性時間（ $\sim \mu\text{sec}$ ）と比較して非常に長い特性時間を持つ流れ場（ $\sim \text{msec}$ ）の変化を考察する事ができる。

そこで本研究では、「衝突が支配的な」非平衡プラズマに対する支配方程式<sup>(20, 21, 23)</sup>に、非平衡プラズマと作動気体との相互作用効果（電磁流体力学的効果、MHD効果）を含む流体方程式<sup>(31)</sup>を加えた方程式系を定常及び非定常準一次元として取り扱い、先に述べた非平衡プラズマと作動気体との相互作用により生じる問題点を調べる事を目的とし、低シード率下のシード完全電離による高性能化を図った高エンタルピー抽出「ディスク型発電機」における非平衡電離現象、電離不安定性、非平衡プラズマや作動気体の挙動を解析し、それらの発電性能に及ぼす影響を検討した。

本研究で対象とする「ディスク型発電機」は、図1. 2に示すように2枚の円盤で囲まれた発電回路を持つ。z方向に印加された磁場に対して、シード（本研究ではカリウムを想定する）された希ガスを半径方向（r方向）に流すと、円周方向（ $\theta$ 方向）にファラデー電流が流れる。この電流と磁場との相互作用により、半径方向にホール起電力が生じる。これは「ホール効果」と呼ばれ、ディスク型発電機は、このホール効果を利用して同心円状の一对の電極から電気出力を取り出すものである。それは、以下に示すような特徴を持つ。

- 1) ホール効果を利用するため、高い性能を得るためには、高いホール係数を必要とする。
- 2) ファラデー電流は円周方向に完全に短絡しており、電極での電圧降下の影響がないため、プラズマのジュール加熱が効果的に行われシードを完全電離させるほどの電子温度を得やすい。
- 3) ホール電流（出力電流）は磁場と平行に電極に流れ込むため、電極上での電流の集中は見られにくい。またファラデー型発電機のような分割電極に起因した放電の非一様性はない。
- 4) 電極は基本的に一对である。従って、ファラデー発電機のような電極統合回路を必要とせず、電力系統とのインターフェイスとなるインバータも1ユニットでよい。
- 5) ヘルムホルツ型の超電導磁石を用いるため、超音速ノズル内のジュール加熱を促進し発電機入口でのプラズマの電気伝導度を高める事ができる。

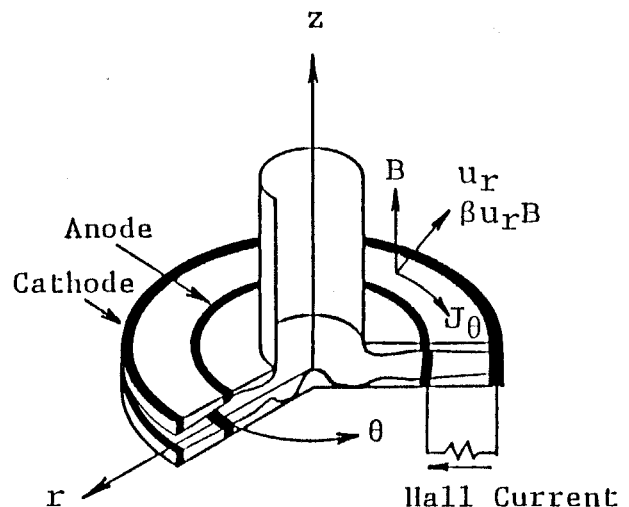


図1. 2 ディスク型MHD発電機

### 1. 3 非平衡MHD発電を記述する基礎方程式

シードされた希ガス（作動気体）中には、電子、シード物質のイオン、中性粒子、希ガスのイオン、中性粒子の5種類の粒子が存在する。そこでは、非平衡電離により電子だけが他の粒子とは異なる高い温度（電子温度 $T_e$ ）を持ち、また電子以外の粒子（重粒子）は、それらの粒子どうしの衝突による相互作用が強いため、作動気体温度 $T_g$ で代表される同一の温度をもつ（2温度モデル<sup>(20, 21, 23)</sup>）。この場合、電子系及び重粒子系は、それぞれの温度に対する電磁流体方程式で記述される。本研究では、この「2温度モデル」を用いて定式化された「衝突が支配的な」非平衡プラズマを対象とし、以下に示す基礎方程式に基づいて解析を行う（各記号については記号表を参照の事）。

#### 電子系

連続の式

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{u}_e) = \dot{n}_e = \sum_j \dot{n}_j^+ \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial n_j^+}{\partial t} + \nabla \cdot (n_j^+ \vec{u}_j) = k_{fj} n_e n_j - k_r n_e^2 n_j^+ = \dot{n}_j^+ \quad (1.2)$$

( $j=K, A$ または $H_e$ )

$$n_e = \sum_j n_j^+ \quad (1.3)$$

運動量保存式

$$\vec{J} + \frac{\beta}{B} (\vec{J} \times \vec{B}) = \sigma (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} + \frac{1}{en_e} \nabla p_e) \quad (1.4)$$

エネルギー保存式

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} + \nabla \cdot (U_e \vec{u}_e) + p_e \nabla \cdot \vec{u}_e = \frac{J^2}{\sigma} - \langle COLL \rangle - Q_r \quad (1.5)$$

## 重粒子系

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (1.6)$$

運動量保存式

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \cdot \vec{u}) = \vec{J} \times \vec{B} - \nabla p - P_L \quad (1.7)$$

エネルギー保存式

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left\{ (E+p) \vec{u} \right\} = \vec{J} \cdot \vec{E} - Q_L \quad (1.8)$$

ここで

$$\begin{aligned} \text{磁束密度ベクトル} & \quad \vec{B} = (0, 0, B) \\ \text{電界ベクトル} & \quad \vec{E} = (E_r, E_\theta, 0) \\ \text{電流密度ベクトル} & \quad \vec{J} = (J_r, J_\theta, 0) = \sum_j e n_j^+ \vec{u}_j^+ - e n_e \vec{u}_e \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{流速ベクトル} & \quad \vec{u} = (u_r, u_\theta, 0) \\ \text{状態方程式} & \quad p = \rho R T_g, \quad p_e = n_e k T_e \end{aligned}$$

作動気体の体積当りの澁み点内部エネルギー

$$E = \rho \left( C_v T_g + \frac{|\vec{u}|^2}{2} \right)$$

$$\text{電子の内部エネルギー} \quad U_e = \frac{3}{2} n_e k T_e + \epsilon_K n_K^+ + \epsilon_A n_A^+$$

$$\text{再結合係数}^{(32)} \quad k_r = 1.09 \times 10^{-20} T_e^{-\frac{9}{2}}$$

$$\text{電離係数}^{(28)} \quad k_{fj} = k_r \cdot 2 \frac{g_j^+}{g_j} \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left( -\frac{\epsilon_j}{k T_e} \right)$$

電子の衝突周波数

$$\nu_{e-j} = \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} n_j \frac{4}{3} Q_{e-j}$$

$$(j=K, Ar, He)$$

$$\nu_{e-ion} = \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} Q_{e-ion} \sum_j n_j^+$$

$$\nu_e = \sum_j \nu_{e-j}$$

電子の弾性衝突によるエネルギー損失

$$\langle COLL \rangle = \delta \frac{3}{2} n_e k (T_e - T_g) \sum_j \frac{m_e}{m_j} \nu_{e-j}$$

弾性衝突断面積<sup>(23), (33)</sup>

$$Q_{e-K} = 0.58 \times 10^{-17}$$

$$Q_{e-Ar} = 0.46 \times 10^{-23} T_e - 0.32 \times 10^{-20}$$

$$Q_{e-He} = 5.65 \times 10^{-20}$$

$$Q_{e-ion} = 5.85 \times 10^{-10} T_e^{-2} \ln \left[ 1.24 \times 10^7 \left( \frac{T_e}{n_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

電子の輻射損失<sup>(34-35)</sup>

$$Q_r = \frac{8}{3} \pi^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{e^2}{2\pi m_e \epsilon_0 c}} \frac{S}{F} \sqrt{n_K} \sum_j \sqrt{df_j \Delta \nu_c} \left\{ B_{\nu_j}(T_e) - B_{\nu_j}(T_w) \right\}$$

ただし  $B_{\nu_j}(T) = \frac{2h\nu_j^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu_j}{kT}\right)$  (ウイーンの式)

ホール係数

$$\beta = \mu_e B = \frac{eB}{m_e \nu_e}$$

電気伝導度

$$\sigma = n_e e \mu_e = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_e}$$

作動気体の圧力損失<sup>(20)</sup>  $P_L = C_f \frac{S}{2A}$

ただし摩擦係数 $C_f^{(20)}$ は

$$C_f = \begin{cases} 0.064 \left( \frac{\sigma B^2 x}{\rho u_r R_e} \right)^{\frac{1}{5}} & (B \neq 0) \\ \frac{0.058}{R_e^{1/5}} & (B = 0) \end{cases}$$

作動気体の熱損失<sup>(20)</sup>  $Q_L = N_{st} C_p (T_{g0w} - T_g) \frac{S}{A}$

ただし Stanton数 $N_{st}^{(20)}$ 、断熱壁温度 $T_{g0w}^{(36)}$ は

$$N_{st} = \frac{0.023}{R_e^{0.2} Pr^{2/3}}$$

$$T_{g0w} = \left( 1 + 0.88 \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) T_g$$

である。

更に本研究で対象とする非平衡プラズマにおいては、通常磁気レイノルズ数が小さく印加磁場はプラズマ中の電流による影響を受けない事<sup>(20)</sup>、またデバイ長はプラズマの特性長さに比べて充分小さく、プラズマは電氣的に中性である事<sup>(31)</sup>が仮定される(MHD近似)。この時電磁場の方程式は、

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \quad (1.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (1.10)$$

となる。尚、本研究で取り扱う準一次元方程式系においては、 $\theta$ 方向が一様である事を仮定するため、 $\nabla \times \vec{E} = 0$ から $E_\theta = 0$ が、また $\nabla \cdot \vec{J} = 0$ から $J_r(r) \cdot A(r) = I$  ( $I$ はホール(出力)電流、 $A(r)$ は発電機の流れ方向断面積)が導かれる。

## 1. 4 本論文の構成

本論文は、全部で7章から成る。第2章では、種々の作動気体に対する商用規模（熱入力1000MW級）の高エンタルピー抽出発電機の形状をシード完全電離プラズマを対象として決定し、それぞれの発電機の性能を比較検討すると共に、発電機として有効な作動気体についての指針を与えた。そこでは、比較的容易に形状を決定でき、しかも実効ホール係数、実効電気伝導度を用いて発電特性の概要を把握できる非平衡プラズマの局所熱平衡を仮定した定常準一次元MHD方程式を用いた。しかし、先に述べた問題点（2）、（3）のような非平衡プラズマ及び作動気体の非定常性は勿論の事、発電機入口での電子温度の影響、入口で電位が負となる現象、また発電機内の衝撃波等、この方程式系からは把握できない問題点も多い。そこで、第3章から第5章では非平衡プラズマ及び作動気体に対する両方程式系を非定常準一次元として取り扱い解析を行った。

第3章では、クローズドサイクルMHD発電実験装置「FUJ I-1」で観測された非定常放電現象とその放電の性質について調べ、更に非定常準一次元MHD方程式を解く事により、この実験結果の説明を試みる。

第4章では、非平衡プラズマと作動気体との相互作用に起因した不安定性 (*Magneto-acoustic Instability*) に着目し、線形摂動解析からこの不安定性の成長、減衰を吟味した。更に非定常準一次元方程式を用い、この波の発電機内での挙動とその発電性能に与える影響を考察した。

第5章では、第3、4章で用いた非定常方程式の広い応用性を生かし、発電機内で衝撃波が発生する負荷条件から電離不安定が発生する負荷条件、更にインバータ内のサイリスタの転流失敗時に想定される逆電圧印加条件まで広い範囲に渡る高エンタルピー抽出発電機の負荷特性を調べた。また入口電子温度の影響、入口で電位が負となる現象の説明、更に第2章で用いた定常方程式による発電性能解析の有効範囲等を明らかにした。

第6章では、第5章の発電機の負荷特性を用いて、将来必ず問題となるインバータを介して電力系統に接続された場合の高エンタルピー抽出発電機の電氣的、流体力学的特性を調べ、インバータシステムの事故時に引き起こされる発電機内諸量の変動について考察を加えた。

第7章では、本研究で明らかとなった高エンタルピー抽出ディスク型非平衡MHD発電機の性能についてまとめ、本論文の結論とした。



## References of Chapter 1

- 1) Yoshikawa, K. and Shioda, S., "Closed Cycle MHD Power Generation System Combined with Gas and Steam Turbines," Proceedings of the second workshop of the Japan-United States Cooperative Program, Vol. 2, 2-1, Oct. 1984.
- 2) Loubsky, W. J., Hruba, V. J. and Louis, J. F., "Detailed Studies in a Disk Generator with Inlet Swirl Driven by Argon," Proceedings of 15th Symposium on Engineering Aspects of MHD, Philadelphia, 1976, p. VI. 4. 1. -VI. 4. 5.
- 3) Klepeis, J. and Hruba, V., "MHD Power Generation Experiments with a Large Disk Channel," Proceedings of 15th Symposium on Engineering Aspects of MHD, Philadelphia, 1976, pp. VI. 3. 1. -VI. 3. 6.
- 4) Blom, J. H., Veefkind, A. and Rietjens, L. H. Th., "Enthalpy Extraction Experiments at Various Stagnation Temperature in a Shock Tunnel MHD Generator," Proceedings of 15th Symposium on Engineering Aspects of MHD, Philadelphia, 1976, pp. VI. 5. 1. -VI. 5. 7.
- 5) Veefkind, A., Hellebrekers, W. M., Borghi, C. A. and Rietjens, L. H. Th., "Noble Gas MHD Generator Experiments at Low Stagnation Temperature," Proceedings of 17th Symposium on Engineering Aspects of MHD, California, 1979, pp. H. 3. 1-H. 3. 7.
- 6) Sens, A. F. C., Veefkind, A., Uhlenbusch, J. H. and Rietjens, L. H. Th., "First Experimental Results with the Eindhoven Shock Tube-Driven Closed Cycle MHD Disk Generator," Proceedings of the 20th Symposium on Engineering Aspects of MHD, Los Angeles, 1982, late paper.
- 7) Sens, A. F. C., Veefkind, A., Uhlenbusch, J. F. and Rietjens, L. H. Th., "Experimental Studies on a Closed Cycle MHD Disk Generator," Proceedings of the 8th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Moscow, 1983, pp. M. 11. 1-M. 11. 9.
- 8) Veefkind, A., "High Enthalpy Extraction from a Shock Tunnel Driven Noble Gas Disk MHD Generator," Informal paper presented at the ILG Closed Cycle Specialist Meeting, Pennsylvania, June 1985.
- 9) Veefkind, A., Karavasilev, P. and Wang, D., "Generator Performance Experiments with a Shock Tunnel Driven Noble Gas MHD Disk Generator," Proceedings of the 9th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Tsukuba, 1986, pp. 359-373.
- 10) Shioda, S., Yamasaki, H., Matsutani, K. and Sato, H., "Experimental Studies of an Inert Gas Disk MHD Generator with a Small Seed Fraction," Proceedings of the 18th Symposium on Engineering Aspects of MHD, Montana, 1979, pp. D-2. 6. 1 - D-2. 6. 7.
- 11) Shioda, S., Yamasaki, H., Oda, T., Dahiya, R. P., Sato, H., Saito, S. and

- Shimazu, Y., "Power Generation Experiments and Prospects of Closed Cycle MHD with Fully Ionized Seed," Proceedings of the 7th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Massachusetts, 1980, pp. 685-695.
- 12) Yamasaki, H., Harada, N., Dahiya, R. P., Saito, S., Yoshikawa, K., Kabashima, S. and Shioda, S., "Effects of Impurities and Gas Temperature on Closed Cycle MHD Generator with Fully Ionized Seed," Proceedings of 19th Symposium on Engineering Aspects of MHD, Tullahoma, 1981, pp. 7.4.1-7.4.5.
- 13) Harada, N., Yamasaki, H., Oyake, T., Watanabe, M., Shimizu, E., Isogai, T. and Shioda, S., "Experimental Studies on the Performance of Closed Cycle MHD Generators with Fully Ionized Seed," Proceedings of the 22nd Symposium on Engineering Aspects of MHD, Mississippi, 1984, pp. 3:1:1-3:1:13.
- 14) Harada, N., Yamasaki, H., Isogai, T., Tada, S. and Shioda, S., "Experimental Investigation on Faraday Generator Performance with Seeded Helium," Proceedings of the 9th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Tsukuba, 1986, pp. 384-393.
- 15) Harada, N., Yamasaki, H., Minakawa, S., Iwano, K. and Shioda, S., "High Enthalpy Experiments with a Closed Cycle Disk MHD Generator," Proceedings of the 9th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Tsukuba, 1986, pp. 374-383.
- 16) Balemans, W. J. M., Arts, J. G. A., Bierens, A. A., van Dijke, J. P., Flinsenberg, H. J., Holten, A. P. C., Huijgen, G., Kostka, J., Masee, P., Merck, W. F. H., Peters, J. W., Rutten, M. L., Smeets, M. C. M., van Stratum, A. G. C., Verhagen, J. P., Blom, J. H. and Rietjens, L. H. Th., "First Power Runs of the Eindhoven MHD Blow-down Facility," Proceedings of 19th Symposium on Engineering Aspects of MHD, Tullahoma, 1981, late paper.
- 17) Flinsenberg, H. J., Balemans, W. J. M. and Rietjens, L. H. Th., "Power Extraction Experiments with the Eindhoven MHD Blow-down Facility," Proceedings of the 8th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Moscow, 1983, pp. B.4.1-B.4.8.
- 18) Balemans, W. J. M. and Rietjens, L. H. Th., "High Enthalpy Extraction Experiments with the Eindhoven Blow-down Facility," Proceedings of the 9th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Tsukuba, 1986, pp. 330-340.
- 19) Yamasaki, H., Kabashima, S., Yoshikawa, K., Harada, N., Okuno, Y., Okamura, T. and Shioda, S., "Recent Results of Power Generation Experiments with FUJI-1 Facility," Proceedings of the 22nd Symposium on Engineering Aspects of MHD, Mississippi, 1984, pp. 3:4:1-3:4:18.
- 20) Rosa, R. J., "Magnetohydrodynamic Energy Conversion," McGraw Hill, New York, 1963.

- 21) Kerrebrock, J. L., "Nonequilibrium Ionization Due to Electron Heating: I Theory," AIAA Journal, Vol. 2, No. 6, June 1964, pp. 1072-1080.
- 22) Solbes, A., "Quasi-Linear Plane Wave Study of Electrothermal Instabilities," Proceedings of a Symposium on Magnetohydro-dynamic Electrical Power Generation, Vol. 1, Warsaw, 1968, pp. 499-518.
- 23) Mitchner, M. and Kruger, C. H., "Partially Ionized Gases," John Wiley and Sons, New York, 1973.
- 24) Brederlow, G. and Witte, K. J., "Effective Electrical Conductivity and Related Properties of a Nonequilibrium High Pressure MHD Plasma," AIAA Journal, Vol. 12, No. 1, Jan. 1974, pp. 83-90.
- 25) Nakamura, T. and Riedmüller, W., "Stability of Nonequilibrium MHD Plasma in the Regime of Fully Ionized Seed," AIAA Journal, Vol. 12, No. 5, May 1974, pp. 661-668.
- 26) Hara, T., Veefkind, A. and Rietjens, L. H. Th., "Numerical Simulation of the Inhomogeneous Discharge Structure in Noble Gas MHD Generator," AIAA Journal, Vol. 20, No. 11, Nov., 1982, pp. 1473-1480.
- 27) Yoshikawa, Y., Kabashima, S., Yamasaki, H. and Shioda, S., "Dynamic Properties of Nonequilibrium Plasma in Disk MHD Generator," Journal of Propulsion and Power, Vol. 1, No. 6, Nov.-Dec. 1985, pp. 425-431.
- 28) Inui, Y., Hara, T. and Umoto, J., "Numerical Simulation of the Discharge Structure in Nonequilibrium Disk Type Generator," Proceedings of 23rd Symposium on Engineering Aspects of MHD, Pennsylvania, 1985, pp. 461-475.
- 29) Fukuda, H. and Kabashima, S., "Ring-Shaped Discharge Structure in a Closed Cycle MHD Disk Generator," Journal of Propulsion and Power, 1986 (established).
- 30) Veefkind, A., "High Enthalpy Extraction from a Shock Tunnel Driven Nobel Gas Disk MHD Generator," Informal paper presented at the ILG Closed Cycle Specialist Meeting, Pennsylvania, June 1985.
- 31) Sutton, G. W. and Sherman, A., "Engineering Magnetohydrodynamics," McGraw-Hill, New York, 1965.
- 32) Hinno, E. and Hirschberg, J. G., "Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas," Physical Review, Vol. 125, No. 3, 1962, pp. 795-801.
- 33) Brederlow, G., Witte, K. J. and Zinko, H., "Performance of a Faraday Rare Gas Alkali MHD Generator," AIAA Journal, Vol. 12, No. 4, Apr. 1974, pp. 481-489.
- 34) Lutz, M. A., "Radiation and Its Effect on the Nonequilibrium Properties of a Seeded Plasma," AIAA Journal, Vol. 5, No. 8, 1967, pp. 1416-1423.

35)Hiramoto, T., "Rates of Total and Local Radiative Energy Losses in Nonequilibrium Plasmas." Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 26, No. 3, Mar. 1969, pp. 785-801.

36)Shapiro, A. H., "The Dynamics and Thermodynamics of COMPRESSIBLE FLUID FLOW." John Wiley and Sons, New York, 1953.

## 第2章 アルゴン及びヘリウムを用いた発電機の性能比較

### 2.1 はじめに

実用化を目指したクローズドサイクルMHD発電システムを確立するためには、数多く存在する選択について調べる必要がある。中でも、どのような作動気体を用い、またその時どのような運転条件を設定すればよいのかという選択は重要なものの1つである。これらの問題に対しては、先ずシステムの一構成要素としての高エンタルピー抽出発電機が持つ性能の検討が重要となる。

これまで、ディスク型発電機の設計やその発電性能を扱った理論的研究が幾つか報告されている<sup>(1-3)</sup>が、これらの研究を含め、これまで行われてきた発電実験の殆どが作動気体としてシードされたアルゴンを用いており、ヘリウムに関する研究は、殆どなされていない(尤も、最近ではヘリウムを用いて高エンタルピー抽出率が得られている<sup>(4)</sup>)。それは、アルゴンが比較的安価であり、しかもヘリウムに比べて電子との弾性衝突断面積が小さいため非平衡プラズマを得易いという長所を持つ事による。

一方、ヘリウムは、アルゴンに比べて、電離不安定に対して安定となる電子温度の範囲が広く、しかも流速が大きいため大きな起電力が得られるという長所を持つ(後述)。また、両者を混合した場合、各々の長所が引き出せる可能性もある。

そこで本章では、種々の作動気体(シードされたアルゴン、ヘリウム、或はそれらの混合気体)に対するディスク型発電機の形状を発電機全域でシード完全電離が実現するように決定する事で、その発電性能を比較検討し、発電機として有効な作動気体についての指針を与える事を目的とした。初めに、表2.1に示すようなアルゴン及びヘリウムの物理的諸量の違いが定常一様な非平衡プラズマ、及び発電機の形状やその性能に与える効果について検討する。次に、有効であると考えられる作動気体に対して、妥当な運転条件を選定し、代表的なディスク型発電機の形状を決定する。更に、その発電機に対する負荷特性及び高性能を維持するためのシード率、澱み点温度の変動許容範囲等を明らかにする。

表2.1 アルゴン及びヘリウムの物理的諸量

	Argon	Helium
Atomic weight	39.94	> 4.003
Ionization potential	15.76 (eV)	< 24.58 (eV)
Collision cross-section of electrons at $T_e = 5000$ (K)	$2.42 \times 10^{-16}$ (cm <sup>2</sup> )	< $5.65 \times 10^{-16}$ (cm <sup>2</sup> )
Thermal conductivity at $T_g = 2000$ (K)	$7.16 \times 10^{-2}$ [W/(mK)]	< $4.95 \times 10^{-1}$ [W/(mK)]
Sound velocity at $T_g = 2000$ (K)	833 (m/s)	< 2630 (m/s)

## 2.2 作動気体の選択

### (1) 定常、一様な非平衡プラズマの諸量

高性能なディスク型発電機を得るためには、電離不安定に対して非平衡プラズマが安定であり、しかも高い実効ホール係数、実効電気伝導度を持つ事が要求される。先ず初めに、種々の作動気体（カリウムをシードしたアルゴン、ヘリウム、或いはそれらの混合気体）に対する非平衡プラズマの諸量について調べる。ここで取り扱う非平衡プラズマにおいては、電子との衝突による中性原子の電離及びイオンと電子との再結合が迅速に行われ以下に示すSahaの電離平衡式<sup>(7)</sup>を満足する事を仮定する。

$$\frac{n_e n_j^+}{n_j} = 2 \left( \frac{g_j^+}{g_j} \right) \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left( \frac{-\epsilon_j}{k T_e} \right) \quad (2.1)$$

ただし、 $n_e = \sum n_j^+$

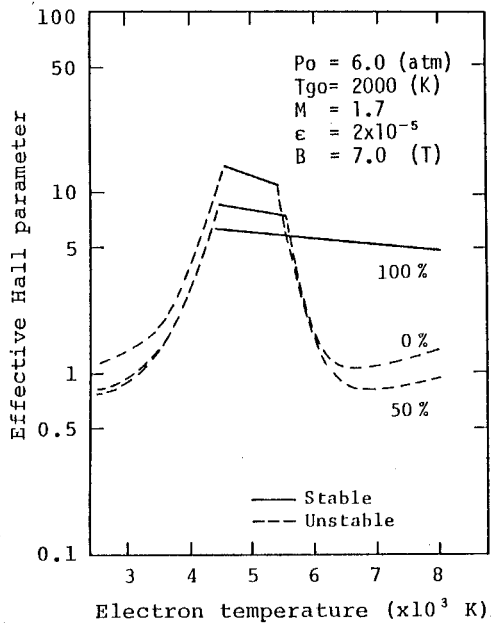
ここで、 $j$ はカリウム、アルゴン、ヘリウムを示す。また実効ホール係数、実効電気伝導度に対する関係式<sup>(8-10)</sup>として、

$$\beta_{eff} = \beta, \quad \sigma_{eff} = \sigma \quad (\beta < \beta_{crit}, \text{ 安定条件}) \quad (2.2)$$

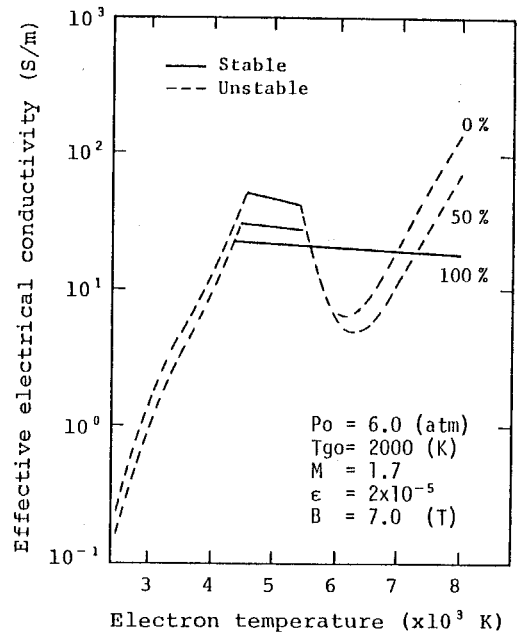
$$\beta_{eff} = \beta_{crit}, \quad \sigma_{eff} = \frac{\beta_{crit}}{\beta} \sigma \quad (\beta > \beta_{crit}, \text{ 不安定条件}) \quad (2.3)$$

を用いた。

電子温度に対する実効ホール係数、実効電気伝導度をそれぞれ図2.1(a)、(b)に示す。尚、図中のパラメータはアルゴン中に含まれるヘリウムのモル分率(%)を表している。これらの図から、ヘリウムを作動気体として用いた場合、アルゴン及びそれらの混合気体の場合よりプラズマが安定となる電子温度の領域が広い事がわかる。これは表2.1に示したようにヘリウムの電離ポテンシャルがアルゴンに比べて高い事に起因する。しかし、流体力学的諸量、シード率、磁場の強さ等の作動条件を固定した場合、ヘリウムのモル分率を増加するに従い、安定領域における実効ホール係数、実効電気伝導度は低下する事がわかる。これは電子とヘリウムとの弾性衝突断面積がアルゴンとの場合に比べて大きい(表2.1参照)事による。それ故、ヘリウムを作動気体とする場合、アルゴンの場合と同程度の実効ホール係数、実効電気伝導度を得るためには、より強い磁場、或いはより低い作動気体圧力を作動条件として設定する必要がある。



(a) 実効ホール係数



(b) 実効電気伝導度

図2. 1 種々の作動気体に対するプラズマの諸量

## (2) ディスク型発電機の形状と性能

種々の作動気体に対して発電機全域でプラズマが安定となるような発電機の形状を求め、その時の発電機の性能を調べる事により作動気体の選択についての考察を行う。本解析では、シード完全電離状況下の発電機の性能を解析したAbeら<sup>(2)</sup>の方法に基づいて、非平衡プラズマの局所熱平衡を仮定した定常準一次元MHD方程式を用いた。本章で取り扱うディスク型発電機は小型化を考慮して、加熱された作動気体が発電機の両側から流入する形とした。第1章で示した基礎方程式から導かれる非平衡プラズマの局所熱平衡を仮定した定常準一次元MHD方程式を以下に示す。(本論文では、(2.4)式のSahaの電離平衡式及び(2.7)式のエネルギー平衡式を同時に満たす非平衡プラズマ状態を「局所熱平衡」状態と呼び、ある電子温度での「Saha平衡」状態とは区別する。)

### 電子系

Sahaの電離平衡式

$$\frac{n_e n_i^+}{n_j} = 2 \left( \frac{g_i^+}{g_j} \right) \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left( \frac{-\epsilon_j}{k T_e} \right) \quad (2.4)$$

一般化されたオームの式

$$J_r = \frac{\sigma_{eff}}{1 + \beta_{eff}^2} [\beta_{eff} u_r B + u_\theta B + E_r] \quad (2.5)$$

$$j_\theta = \frac{\sigma_{eff}}{1 + \beta_{eff}^2} [\beta_{eff} (u_\theta B + E_r) - u_r B] \quad (2.6)$$

エネルギー平衡式

$$\frac{J^2}{\sigma_{eff}} = 3n_e k (T_e - T_g) \sum_j \left( \frac{m_e}{m_j} \right) \nu_{e-j} + Q_r \quad (2.7)$$

### 重粒子系

連続の式

$$\frac{du_r}{u_r} + \frac{dp}{p} - \frac{dT_g}{T_g} + \frac{dz}{z} = -\frac{dr}{r} \quad (2.8)$$

運動量保存の式

$$\frac{du_r}{u_r} + \frac{dp}{\rho u_r} - \left( \frac{u_\theta^2}{u_r^2 r} + \frac{J_\theta B}{\rho u_r^2} - C_f \frac{S}{2A} \right) dr = 0 \quad (2.9)$$

$$du_\theta + \left( \frac{u_\theta}{r} + \frac{J_r B}{\rho u_r} \right) dr = 0 \quad (2.10)$$

エネルギーの保存式

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial T_g}{\partial p} \right) \frac{dp}{T_g} + \left[ \left( \frac{\partial T_g}{\partial u_r} \right) + \frac{u_r}{C_p} \right] \frac{du_r}{T_g} + \left[ \left( \frac{\partial T_g}{\partial u_\theta} \right) + \frac{u_\theta}{C_p} \right] \frac{du_\theta}{T_g} + \left( \frac{\partial T_g}{\partial J_r} \right) \frac{dJ_r}{T_g} \\ & = \left[ \frac{J_r E_r}{\rho u_r} - N_{st} C_p (T_{g0w} - T_w) \frac{S}{A} \right] \frac{dr}{C_p T_g} \end{aligned} \quad (2.11)$$

更に電荷の保存式  $\nabla \cdot \vec{J} = 0$ 、及び実効ホール係数、実効電気伝導度に対する関係式 (2.2)、(2.3) を上記の式に加えた。

発電機全域でプラズマが安定となるような発電機の形状を決定するために必要となる束縛条件として、ここでは発電機全域で電子温度が 5000K という条件を設けた。この束縛条件は、種々の作動気体に対して安定なプラズマが得られる条件である。

計算を行う際に用いた仮定を以下に示す。

- 1) 発電機全域において壁の温度は一定である ( $T_w = 600K$ )。
- 2) 電極での電圧降下はない。



- 3) 実効的な圧力損失、熱損失は考慮するが、境界層は無視する。
- 4) 作動気体中には、 $CO_2$ 、 $H_2O$ 等の不純物の混入はない。
- 5) ホットダクト及び超音速ノズル内は圧力損失、熱損失がない。
- 6) ホットダクト内のマッハ数は0.5である。
- 7) 超音速ノズル内の壁の平均傾斜角は $6^\circ$ である。
- 8) (ホットダクト中心からスロート位置までの長さ/ホットダクトの半径)を1.4とする。
- 9) ディフューザでの圧力回復は垂直衝撃波による。従って、ディフューザを含めた発電機の断熱効率 $\eta_a$ は以下のように与えられる<sup>(11)</sup>。

$$\eta_a = \frac{E \cdot E}{1 - \left(\frac{p_{0e}}{p_{01}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \quad (2.12)$$

ここで、 $E \cdot E$  はエンタルピー抽出率であり、

$$\frac{p_{0e}}{p_{01}} = \frac{p_{02}}{p_{01}} \cdot \frac{\left[ F_p + \frac{(1-F_p)}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \right] \cdot \left[ \frac{\frac{\gamma+1}{2} M^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{\left( \frac{2\gamma M^2 - \gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}}$$

である。ただし、 $p_{01}$ 、 $p_{02}$ 及び $p_{0e}$ は、それぞれ発電機入口、出口、及び亜音速ディフューザ出口での澁み点圧力を示す。また $M$ は発電機出口でのマッハ数を、 $F_p$ は亜音速ディフューザでの圧力回復係数(=0.95を仮定<sup>(12)</sup>)を示す。

上記の定常準一次元MHD方程式を、束縛条件及び仮定の下に、*Runge-Kutta Gill*法を用いて解く。ここでは、表2.2に示す作動条件に対して、種々の作動気体に対する発電機の形状及び電氣的、流体力学的諸量を求めた。図2.2にアルゴン中に含まれるヘリウムのモル分率に対する発電機の各要素の半径方向分布を、また図2.3には、発電機の入口マッハ数 $M_{in}$ 、平均マッハ数 $\langle M \rangle$ 、断熱効率 $\eta_a$ 、及び空間平均出力密度 $\langle P_d \rangle$ を示した。これらの図からわかるように作動気体としてアルゴン、ヘ

表2.2 発電機の形状を決定する際  
用いた作動条件

Thermal input	1310 (MW)
Enthalpy extraction ratio	35.0 (%)
Stagnation gas temperature	2000 (K)
Stagnation gas pressure	6.0 (atm)
Wall temperature	600 (K)
Magnetic field strength	7.0 (T)
Seed fraction	$2 \times 10^{-5}$
Inlet swirl	0.0
Loading factor	0.13

リウムの混合気体を用いた場合、発電機入口で高いマッハ数を必要とし(ヘリウム60%、アルゴン

40%で最大となる)、そのため超音速ノズルは長くなる。これは電子とヘリウムとの弾性衝突断面積がアルゴンの場合に比べて大きい事、更にアルゴンはヘリウムに比べて質量が大きいため音速が低い事に起因する。その場合、発電機内の平均マッハ数も高く、発電機の断熱効率も純粋なアルゴンを用いた場合の断熱効率に対して約20%低下する。断熱効率の低下は、発電プラントの総合効率の低下を直接導くものである。またヘリウムのモル分率を増加させるに従い出力密度が増加し、結果として同じエンタルピー抽出率を持つ発電機の長さは短くなる事が理解できる。

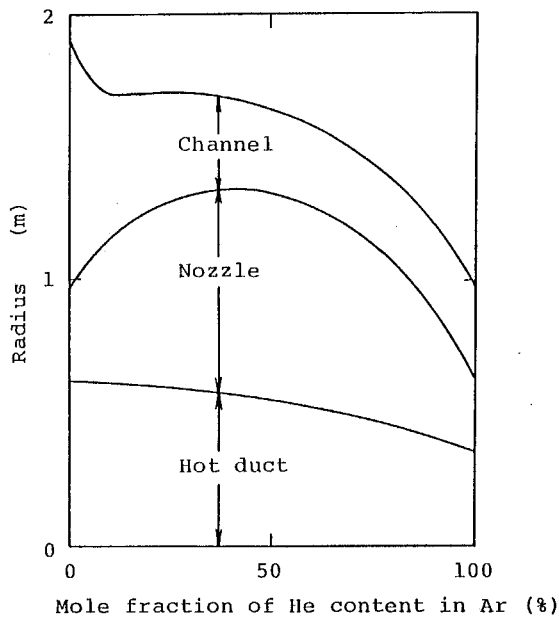


図2. 2 アルゴン中に含まれるヘリウムのモル分率に対する各要素の半径方向分布

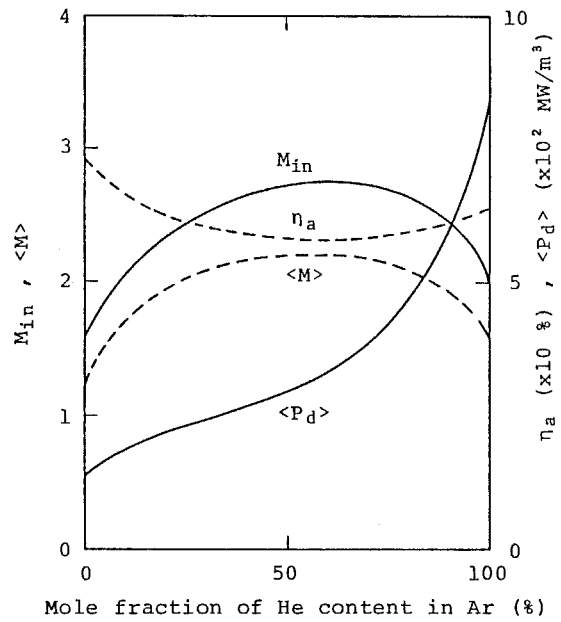


図2. 3 アルゴン中に含まれるヘリウムのモル分率に対する $M_{in}$ 、 $\langle M \rangle$ 、 $\eta_a$ 、 $\langle P_d \rangle$

以上の考察から作動気体の選択に関するまとめとして、作動気体にアルゴン、ヘリウムの混合気体を用いる場合、純粋なアルゴン及び純粋なヘリウムの場合と比較して不利になる点を指摘する事ができる。

- (1) 電離不安定に対してプラズマが安定となる電子温度の範囲が、ヘリウムの場合と比較して狭い。更に実効ホール係数、実効電気伝導度がアルゴンの場合と比較して低い。
- (2) 発電機入口で高いマッハ数を必要とするため超音速ノズルは長くなり、空間及び磁場が有効に利用されない。更に発電機での平均マッハ数も高く、断熱効率も低い。

それ故、作動気体としては純粋なアルゴンまたは純粋なヘリウムが望ましいと考えられ、次節においては、これらの作動気体を用いた代表的な商用規模のディスク型発電機について述べる。

## 2. 3 アルゴン及びヘリウムを用いた代表的な発電機

商用規模のクローズドサイクルMHD発電システムに組み込まれるディスク型発電機の形状及び作動条件を決定する際、以下の項目に注意を払った。

- (a) 発電機全域でシード完全電離が実現する事
- (b) その発電機が高い性能(断熱効率)を有する事
- (c) 発電システムの一構成要素としての制約を満足する事
- (d) 既存の技術から妥当性を得ている事

また発電機の形状を決定する上で必要となる作動条件を以下のように決定した。

### 熱入力と澱み点温度

蓄熱型熱交換器に供給される化石燃料の熱入力を $1000\text{MW}$ と仮定し、空気予熱器によるエネルギーの増加を考慮して、発電機に供給される熱入力を $1310\text{MW}$ とした<sup>(13)</sup>。発電機入口での澱み点温度は、これまでの蓄熱型熱交換器の性能に関する実験的研究から妥当性を得ていると考えられる $2000\text{K}$ とした<sup>(5-6)</sup>。

### エンタルピー抽出率

MHD発電機でのエンタルピー抽出率を増加させると、発電機の断熱効率は増加し、発電機出口での澱み点温度は減少する。ここでは、MHD発電機後流に設置される通常の蒸気プラント<sup>(13)</sup>に必要なエンタルピーを供給する事を考慮して、MHD発電機でのエンタルピー抽出率を35%とした。

### シード率

シード率は、発電機の形状を決定する上で重要な諸量である。シード率を増加させると同じエンタルピー抽出率を持つ発電機は短くなり、従って超電導磁石も小型になる。しかし、シード率の増加は電流密度を増加させ、電極の寿命を短くするものと考えられる。これらの事から、ここでは、平均ホール電流密度が $2\text{A}/\text{cm}^2$ 以下という制約を設け、シード率をアルゴンの場合 $2 \times 10^{-5}$ 、またヘリウムの場合 $1 \times 10^{-5}$ とした。

### 負荷率

ディスク型発電機では負荷率が高い程、ローレンツ力が強く作動気体に作用し、発電機出口のマッハ数は低くなる。そのマッハ数が1に近い程、ディフューザ内の垂直衝撃波における圧力損失は小さくなる(圧力の回復率が高くなる)ため、断熱効率は高くなる。この事から、負荷率は出口マッハ数が1.1~1.2になるように設定される。

### 激み点圧力と磁場の強さ

図2. 4に激み点圧力と磁場の強さの関数として計算された発電機の断熱効率を示す。ここでは磁場の強さを発電機全域で一定とした。また作動条件は図中に示すとおりである。この図からわかるように、作動気体をヘリウムとする場合、アルゴンの場合と同程度の断熱効率を得るためには、より強い磁場或いは、より低い激み点圧力を設定する必要がある。これは前節で述べたように電子とヘリウムとの弾性衝突断面積がアルゴンの場合と比較して大きい事による。またこの図から代表的な条件として、磁場の強さを7T、激み点圧力をアルゴンの場合8atm、ヘリウムの場合4atmとした。アルゴンの場合、与えられた熱入力に対してホットダクトの径を小さく保つために激み点圧力を比較的高く設定する必要がある。尚、発電機の形状を決定する際には超電導磁石の磁場の半径方向分布を考慮する。

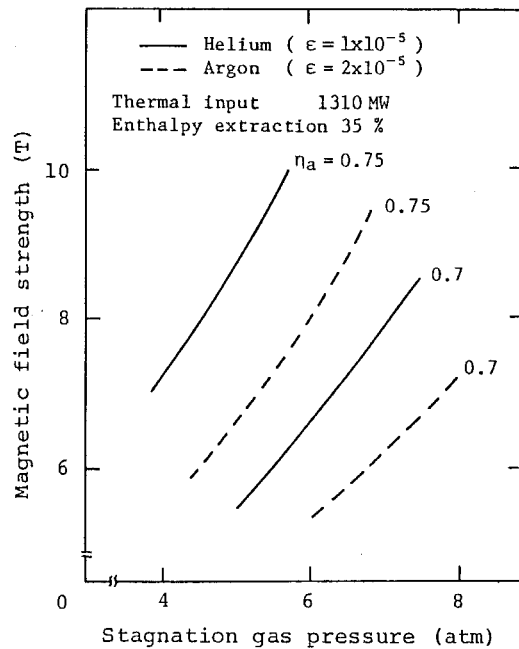


図2. 4 激み点圧力と磁場の強さの関数として表した発電機の断熱効率

これらの考察に基づいて求めたアルゴン及びヘリウムを用いた代表的な発電機形状をそれぞれ図2. 5及び図2. 6に示す。また図中には作動条件及び代表的な電氣的、流体力学的諸量をそれぞれ示した。これらの図からわかるように発電機の平均出力密度は高く、その結果として発電機は小型なものとなる。特にヘリウムを作動気体とする発電機ではその傾向が顕著である。またヘリウムを用いた発電機は、アルゴンの場合と比較して高電圧、低電流の発電特性を持つ事がわかる。これはヘリウムの音速がアルゴンに比べて高い事による。ここで注意したい事は、ヘリウムを用いた発電機でのホール電界が高い( $E_r \sim 240V/cm$ )事である。一般に、ホール電界が非常に高い状況においては、境界層内や電極間の絶縁壁面上での絶縁破壊が生じ、その事による発電性能の劣化が懸念される<sup>(14)</sup>。しかし、これらの現象が、ここで示した条件の下で生じるか否かは実験的に示されておらず、今後の重要な課題である。またこれらの図で示されているようにヘリウムを用いた発電機ではアルゴンの場合と比較して高い断熱効率が期待できる。

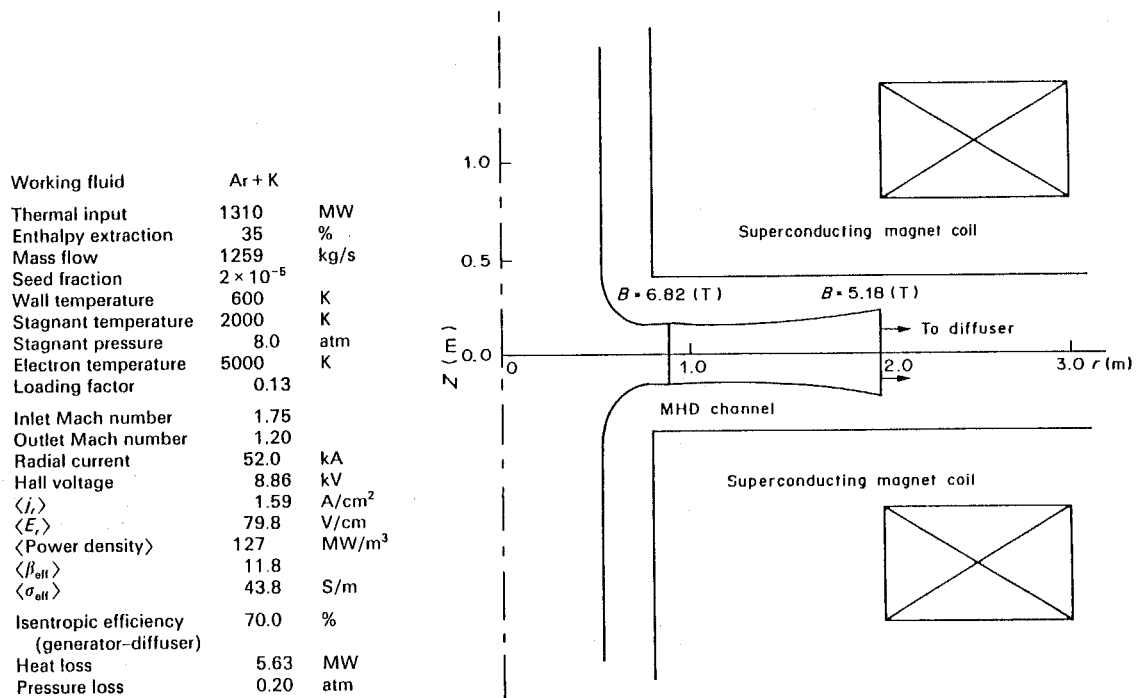


図2. 5 アルゴンを作動気体とした代表的なディスク型発電機

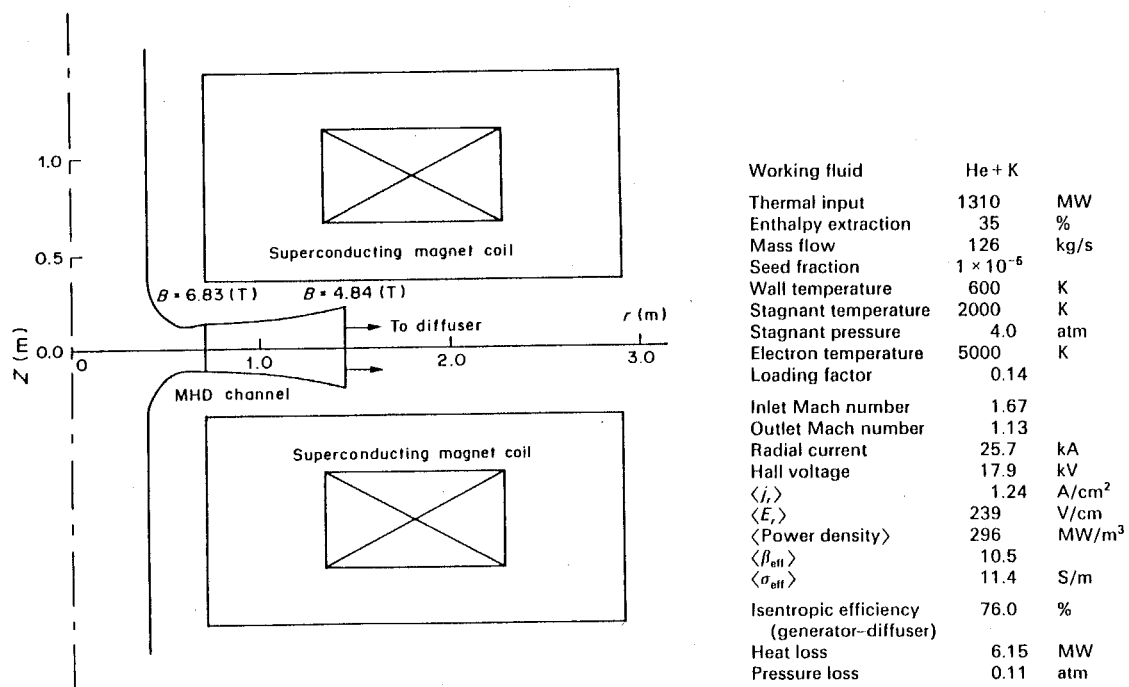


図2. 6 ヘリウムを作動気体とした代表的なディスク型発電機

## 2. 4 発電性能

本節では、前節で与えられたアルゴン及びヘリウムを用いた発電機（図2. 5、図2. 6参照）に対して、運転条件がその設計値から外れた場合の発電性能について述べる。ここでは発電機入口での澱み点圧力、澱み点温度、及びシード率の変化の発電特性への影響、更に発電機全域でシード完全電離プラズマを維持するためのシード率及び発電機入口での澱み点温度の変動許容範囲等を明らかにする。

### （1）負荷変動に対する発電機の対応

現在の電力需要の要請から、MHD発電機が大きな負荷変動に対処し得るか否かはMHD発電自体の有用性を左右する程の重要な問題となっている。それぞれの発電機に対して、澱み点圧力を変化させる事で、発電機への熱入力を変化（澱み点温度は一定と仮定）させた場合の電流－電圧特性を図2. 7に示す。この図において、発電機全域でシード完全電離が実現しプラズマが安定となる場合を実線で、発電機内に電離不安定が存在する場合を破線で示した。また発電機出口でのマッハ数が1以下となる場合を除いた。これは、第5章で詳しく述べるが、一般に遷音速領域においては衝撃波の存在が知られており、本章で用いた解析手法（定常方程式）においては、その取り扱いが不十分である恐れがあるためである。この図から、どちらの発電機においても澱み点圧力（熱入力）を変化させる事により発電性能を劣化させる事なく比較的大きな負荷変動に対処し得る事がわかる。即ち、負荷変動に対してシード率を一定に保ちながら澱み点圧力を調節すれば、ほぼ一定のエンタルピー抽出率、及び一定の出力電圧を維持しながら、要求される電力を供給できる事がわかる。

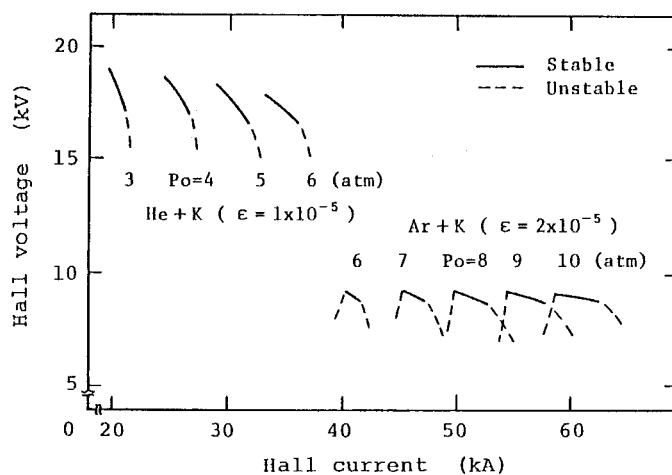
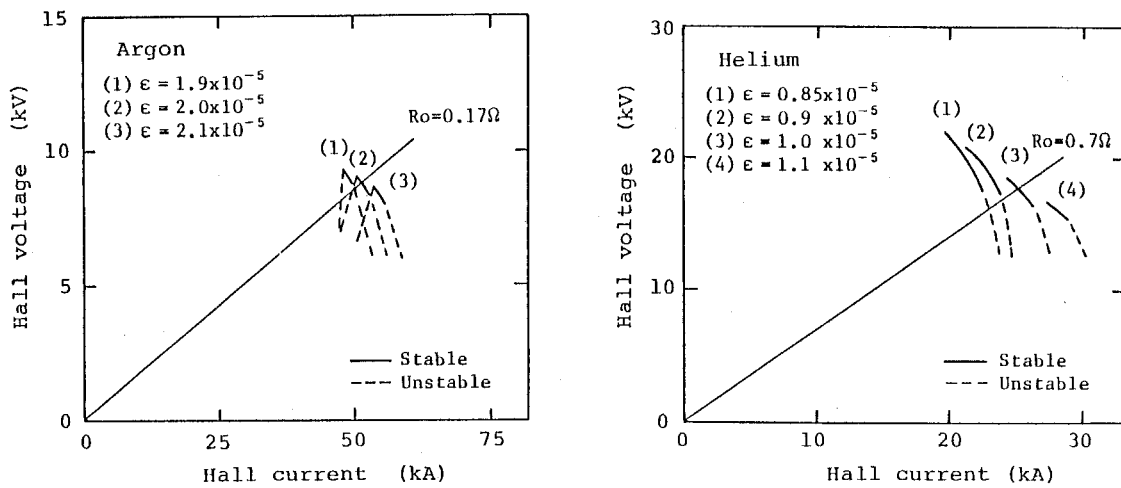


図2. 7 種々の澱み点圧力に対する電圧－電流特性

## (2) シード率の変動許容範囲

シード率は発電機の形状のみならず発電特性に大きな影響を与える。それ故、高い発電性能を維持するためには、高度なシード率制御技術が必要とする。シード率を変化させた場合のそれぞれの発電機に対する電圧-電流特性を図2. 8 (a)、(b)に示す。これらの図からアルゴンを作動気体とする発電機においては、設定された負荷抵抗に対して、安定なプラズマを発電機全域で維持するために許容されるシード率の変動範囲は約 $\pm 3\%$ である事がわかる。一方、ヘリウムを作動気体とする発電機においては、設定された負荷抵抗に対してシード率の変動許容範囲は約 $\pm 6\%$ である。またこれらの図から、いずれの発電機においてもシード率の増加は、より低い出力電圧、より高い出力電流を与える事がわかる。これはシード率を増加させるに従い電気伝導度が増加する事、またその事により強いローレンツ力が作動気体に作用し、流速が減少する事に起因する。

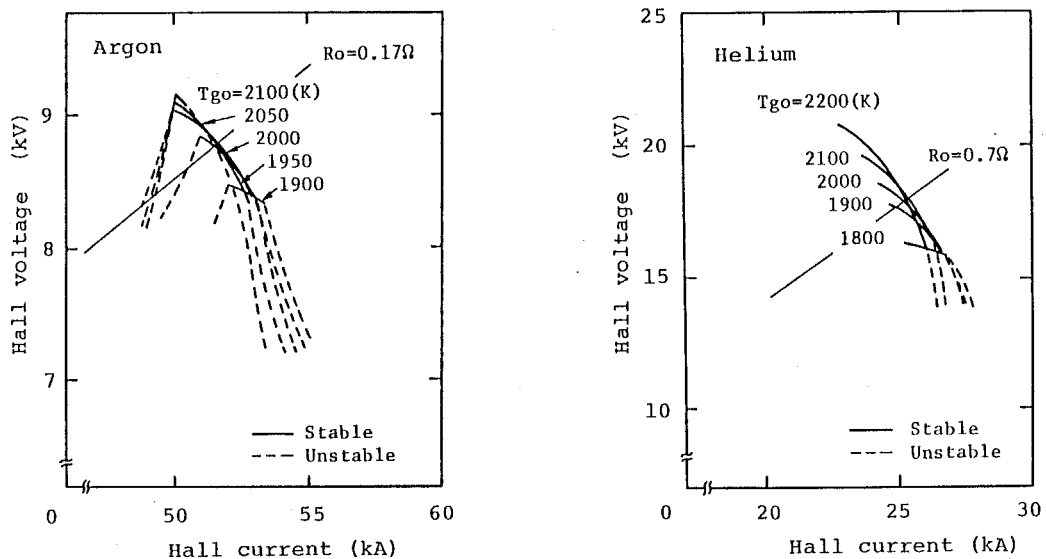


(a) アルゴンを作動気体とした発電機の場合 (b) ヘリウムを作動気体とした発電機の場合

図2. 8 種々のシード率に対する電圧-電流特性

### (3) 澱み点温度の変動許容範囲

MHD発電システムにおいて蓄熱型の高温度熱交換器を想定した場合、その性質上長時間の連続運転をいかに行うかは重要な問題である。これまでの研究で、熱交換器の台数を増やしサイクリックに運転する事が提案されている<sup>(13)</sup>が、その場合においても発電機に流入する作動気体の澱み点温度の変動は不可避なものとなる。そこで種々の澱み点温度に対する発電機の電圧-電流特性を求める事により、設定された負荷抵抗に対して安定なプラズマを発電機全域で維持するために許容される澱み点温度の変動範囲を調べた。アルゴンを用いた発電機の場合を図2.9(a)に、またヘリウムの場合を同図(b)に示す。同図(a)からアルゴンを作動気体とする場合、澱み点温度の許容範囲は設定値の2000Kに対して約 $\pm 60K$ である事がわかる。一方、ヘリウムを作動気体とする発電機では1880Kより高いいずれの澱み点温度においても安定なプラズマが発電機全域で実現する事がわかる。またこれらの図から、どちらの発電機においても澱み点温度の増加は、より高い出力電圧より低い出力電流を与える事がわかる。これは発電機入口での澱み点温度を増加させるに従い、発電機内の作動気体の温度が増加し、流速が増加する事による。



(a) アルゴンを作動気体とした発電機の場合

(b) ヘリウムを作動気体とした発電機の場合

図2.9 種々の澱み点温度に対する電圧-電流特性



(4) シード率制御による澱み点温度の変動許容範囲の拡大

以上の考察のようにアルゴンを作動気体とする発電機では、ヘリウムの場合と比較して発電機入口での澱み点温度の変動許容範囲が狭い。そこでこの変動許容範囲を拡大するために、澱み点温度の変化に対応して図2.10に示すようにシード率を調整する方法を提案する。これは図2.8(a)及び図2.9(a)から理解できるように、設定された負荷抵抗に対して発電機入口での澱み点温度を増加させるとカリウム(シード物質)の弱電離に起因した電離不安定を引き起こす傾向にあるが、シード率を増加させる事によりプラズマ内のジュール加熱を増加させ、その結果としてプラズマを安定領域内に維持し得る事を利用したものである。逆の場合も同様である。図2.10で示されているようにこの方法を用いる事で広い範囲に渡る澱み点温度に対して、安定なプラズマが得られ、結果として高い発電性能を維持し得る。またこの方法を用いた場合の種々の澱み点温度に対する電圧-電流特性を図2.11に示す。この場合、澱み点温度の変動許容範囲は約 $\pm 150K$ となり、シード率を一定とした場合の約 $\pm 60K$ と比較してかなり拡大される事がわかる。ヘリウムの場合も同様の事が言える。このように澱み点温度の変化に対してシード率を制御する事により、高い発電性能を維持しながら広い範囲に渡る澱み点温度を許容する事が可能となる。

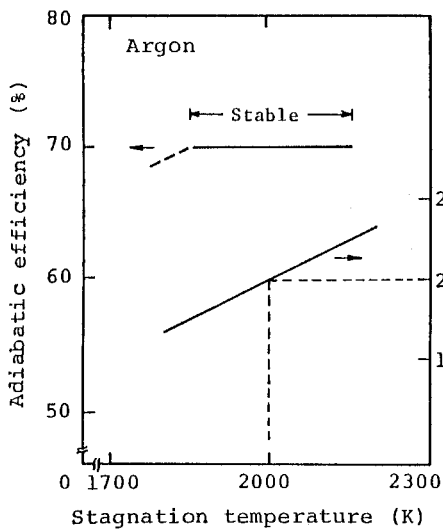


図2.10 シード率制御による澱み点温度の変動許容範囲の拡大

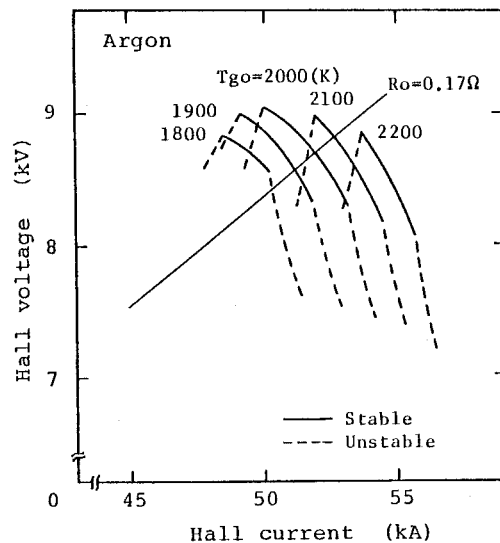


図2.11 シード率制御時の電圧-電流特性

## 2.5 まとめ

種々の作動気体（シードされたアルゴン、ヘリウム、或いはそれらの混合気体）に対するディスク型発電機の性能を比較検討し、以下のような結果を得た。

- (1) 作動気体として、アルゴン、ヘリウムの混合気体より純粋なアルゴンまたは純粋なヘリウムを用いる方が望ましい。
- (2) 作動気体にヘリウムを用いた発電機は、アルゴンの場合と比較して小型になり、高効率を期待できる。
- (3) アルゴン及びヘリウムを用いた代表的な発電機では、発電機入口での澱み点圧力（熱入力）を調節する事により、発電性能を劣化させる事なく大きな負荷変動に対処し得る。
- (4) シード率の変動許容範囲は、アルゴンを作動気体とする発電機ではその設定値に対して約 $\pm 3\%$ 、ヘリウムを作動気体とする場合約 $\pm 6\%$ である。
- (5) 発電機入口での澱み点温度の変化に対してシード率を制御する事により、高い性能を維持しながら広い範囲に渡る澱み点温度の変化を許容し得る。

## References of Chapter 2

- 1) Loubsky, W. J., Louis, F. J. and Misra, B., "Analysis of Disk Generators for Closed Cycle Power Systems," Proceedings of the 8th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Moscow, 1983, pp. M. 15. 1-M. 15. 8.
- 2) Abe, T., Kabashima, S., Yamasaki, H. and Shioda, S., "Numerical Studies of a High Interaction MHD Generator with Fully Ionized Seed," Journal of Energy Conversion and Management, Vol. 22, No. 4, 1982, pp. 251-261.
- 3) Masee, P., "Performance of Closed Cycle Disk Generators Operating with Stable or Unstable Plasma," Proceedings of 19th Symposium on Engineering Aspects of MHD, Tullahoma, 1981, pp. 7. 1. 1-7. 1. 7.
- 4) Harada, N., Yamasaki, H., Minakawa, S., Iwano, K. and Shioda, S., "High Enthalpy Experiments with a Closed Cycle Disk MHD Generator," Proceedings of the 9th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Tsukuba, 1986, pp. 374-383.
- 5) Blom, J. H., Balemans, W. J. M., Bosma, A. A., van Dijke, J. P., Flinsenberg, H. J., Holten, A. P. C., Huijgen, G., Kleijn, D. J., Korver, W. J. M., Masee, P., Merck, W. F. H., Peters, J. W., Rutten, M. L., Smeets, M. C. M., van Stratum, A. G. C., de Wind, F., Rietjens, L. H. Th., "First Experiments with the Eindhoven 5MW Thermal MHD Blow-Down Experiments," Proceedings of 7th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Massachusetts, 1980, pp. 102-109.
- 6) Yamasaki, H., Kabashima, S., Yoshikawa, K., Harada, N. and Shioda, S., "First Experiments of Closed Cycle MHD Power Generation with FUJI-1," Proceedings of the 8th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Moscow, 1983, pp. M. 12. 1-M. 12. 8.
- 7) Mitchner, M. and Kruger, C. H., "Partially Ionized Gases," John Wiley and Sons, New York, 1973.
- 8) Nakamura, T. and Riedmüller, W., "Stability of Nonequilibrium MHD Plasma in the Regime of Fully Ionized Seed," AIAA Journal, Vol. 12, No. 5, May 1974, pp. 661-668.
- 9) Brederlow, G. and Witte, K. J., "Effective Electrical Conductivity and Related Properties of a Nonequilibrium High Pressure MHD Plasma," AIAA Journal, Vol. 12, No. 1, Jan. 1974, pp. 83-90.
- 10) Solbes, A., "Instabilities in Nonequilibrium MHD Plasma, a review," AIAA 8th Aerospace Sciences Meeting, paper no. 70-40, New York, 1970.
- 11) Shapiro, A. H., "The Dynamics and Thermodynamics of COMPRESSIBLE FLUID FLOW," John Wiley and Sons, New York, 1953.
- 12) Zauderer, B., Marston, C., Cook, C. and DeDominicus, D., "Design of 50-

MWT Closed MHD Blowdown Experiment." Electric Power Research Institute, Research Project 233 Final Report, Philadelphia, 1975.

13)Yoshikawa, K., Kabashima, S., Yamasaki, H., Okuno, Y., Okamura, T. and Shioda, S., "Conceptual Design Study of 1000MWt Helium Closed Cycle MHD Power Plant," Proceedings of 22nd Symposium on Engineering Aspects of MHD, Mississippi, 1985, pp. 7:1:1-7:1:15.

14)Hoffman, M. A., "Nonequilibrium MHD Generator Losses due to Wall and Insulator Boundary-Layer Leakages," AIAA Journal, Vol. 6, No. 9, Sept. 1968, pp. 1667.

## 第3章 「FUJI-1」装置による実験と非定常放電

### 3.1 はじめに

1981年より3ヶ年計画で東京工業大学に建設されたクローズドサイクルMHD発電実験装置「FUJI-1」は、2000K以上の高温作動気体を得るための蓄熱形熱交換器、最大磁場4.67Tの超電導磁石、高効率期待されているディスク型発電機を主たる構成要素とする、ブロードダウン方式の世界最大の発電実験装置である。本実験装置では、シード物質を完全に電離させる事によりディスク型発電機が高出力密度を持つ事を示唆した衝撃波管での実験結果<sup>(1)</sup>を、より強い磁場と長い発電時間のもとで確認する事を目的とする。実験計画は3段階に分けられている。第1段階では、各構成要素の性能試験、即ち高温熱交換器の熱特性、ディスク型発電機の流体特性、シード注入装置の性能等を検討する。更に、常電導磁石(～2.6T)を用いて熱入力2MWの実験を行い、非平衡プラズマのシード完全電離を目指すと共に、その時の発電性能を調べる。第2段階では、超電導磁石を用いてより強い磁場を印加し、熱入力6MWの発電機で比較的大きなエンタルピー抽出を行い、シード完全電離状況下で運転される発電機の高効率化を図る。第3段階では、熱入力を更に大きくし、ディスク型発電機のスケール則を検討する。尚、第1、2段階ではカリウムをシードしたアルゴンを作動気体とし、第3段階ではヘリウムを用いる。

1984年2月に第1段階を終え、1985年7月から第2段階の実験に移り、現在に至っている。次節において第1段階の実験で得られた発電機の電気的特性を詳細に述べるが、その実験では非定常な放電の周期的な挙動が観測され、またそれに同期した発電出力の変動が示された。更に、その放電の挙動に起因すると考えられる作動気体の圧力変動が示唆された。この非定常な放電現象は、衝撃波管を用いた実験で観測されている放電現象とその性質において類似するところが多い(3.3節)。

このような放電現象やその性質を解明するためには、第2章で記した定常解析だけでは不十分であり発電機内諸量を非定常的に取り扱う必要がある。これまでも非平衡プラズマの非定常二次元解析によって発電機内の放電構造が詳細に調べられているが、ここでは、非平衡プラズマ及び作動気体のMHD方程式を非定常準一次元として取り扱い、実験結果の説明を試みる。この手法においては、二次元解析より長時間の計算が可能で、非定常放電がローレンツ力を介して与える作動気体の流れ場の変動を考慮する事ができる。そこで発電機内諸量の非定常な振舞いがここで言う「1次元モデル」でどの程度記述できるかを実験結果と比較して検討する。

### 3. 2 クローズドサイクルMHD発電実験装置「FUJI-1」

における非定常放電と発電出力の変動

#### (1) 実験装置の概要

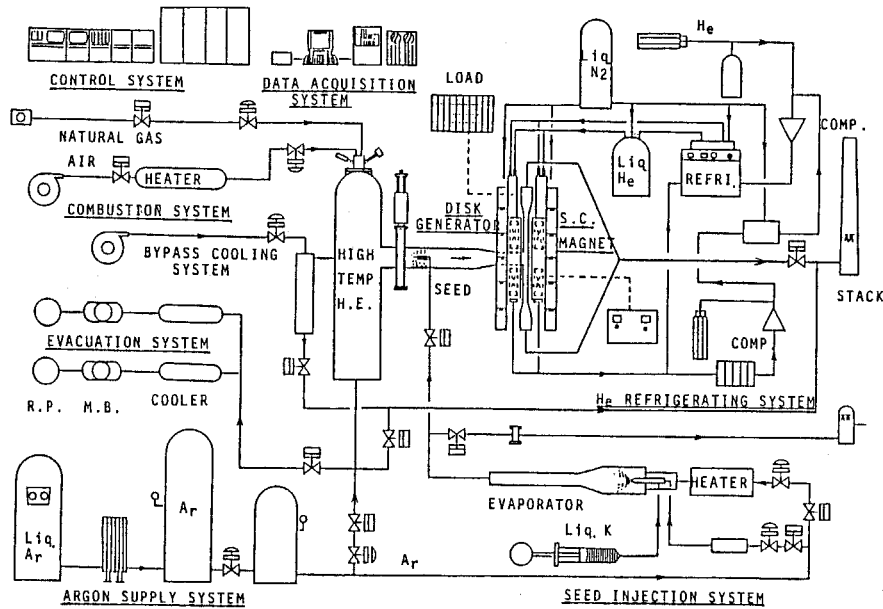


図3. 1 「FUJI-1」実験装置の全システム

「FUJI-1」実験装置のシステム概略図を図3. 1に示す。本実験装置は、作動気体であるアルゴンの供給系、ペブル床蓄熱形熱交換器、天然ガス及び空気供給系、熱交換器の真空排気装置、金属カリウムを注入するシード注入装置、常電導磁石（超電導磁石の場合は液体ヘリウム供給系を含む）、ディスク型発電機等からなる。また装置全体は、コントロールシステムにより制御されている。熱交換器で2000K程度に加熱されたアルゴンは、カリウムをシードされ、発電機に導かれる。第1段階の実験で用いた熱入力2MWのディスク型発電機の断面

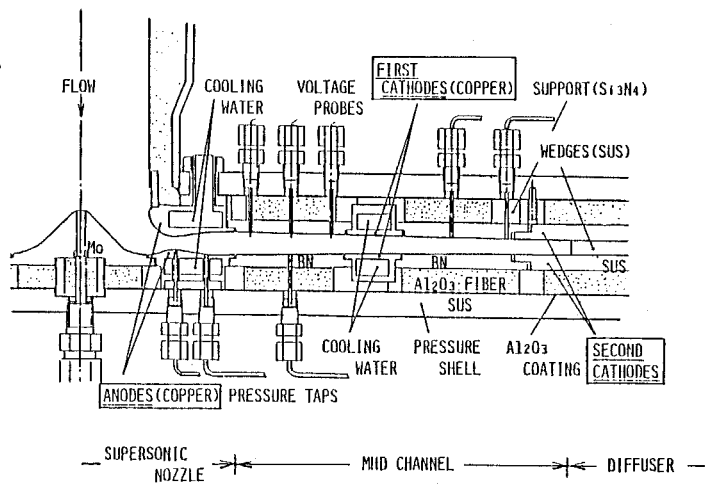


図3. 2 熱入力2MWディスク型発電機の断面図

図を図3. 2に示す。作動気体は、アノードを兼ねる超音速ノズルでマッハ数3程度まで加速される。アノード及び第1カソードは水冷の銅電極、第2カソードはディフューザを兼ねるステンレス電極である。各電極間には、周方向に分割された窒化ホウ素(BN)が絶縁壁として使用されている。また発電回路には、光学測定用窓(図中には示されていない)、電位分布測定用のタングステン電界プローブ、更に作動気体の圧力測定用の圧力孔が設けられている。

出力電圧や電界強度等の発電機の電気的特性を示す実験データは、周波数特性の優れたデータレコーダに収録され、AD変換された後大型計算機でFFT等の処理が施される。そこで得られた結果は、作動気体の流量、温度、圧力(発電機内の圧力分布を含む)、またシード率等の測定結果と組み合わせられ、総合的に解析される。

本実験装置におけるこれまでの研究結果は、参考文献(2)~(9)に詳しく示されている。ここでは、発電実験Run 215に対して、非定常放電現象及びその性質、更にその作動気体の流れ場への影響を調べた結果を述べる。

## (2) 非定常放電と発電出力の変動

Run 215における実験条件を表3. 1に示す。この実験では、アノードと第2カソード間に単一負荷抵抗を結線し、発電実験中にその負荷抵抗を変化させる事で負荷抵抗の影響を、また負荷抵抗が一定に設定される実験終了の数秒前にシード率を変化させる事でシード率の影響を調べた。

表3. 1 Run 215における実験条件

Stagnation gas temperature	1877 (K)
Stagnation gas pressure	8.2 (atm)
Mach number at the inlet	3.1
Magnetic field strength	2.7 (T)
Seed fraction	$10^{-5} \sim 10^{-4}$
Load resistance	open $\sim$ 0.69 ( $\Omega$ )

この実験で得られた出力電圧とスペクトル線強度の変動波形の代表例を図3. 3に示す。スペクトル線強度は、カリウムの共鳴線(4p-4s、769.9nm)をアノードと第1カソードの間に設けた光学窓で光ファイバー及び光電子増倍管を用いて測定した。この図から明らかなように、各波形には規則的な大きな変動がみられ、特にスペクトル線強度の変動は大きく、スパイク状の波形となっている。更に電圧とスペクトル線強度には相関関係がある事がわかる。それらの周波数については後で詳しく述べるが、出力電圧のデータにFFTを施し周波数スペクトルを求めた図3. 4は、出力電圧が4~5kHzに特徴的な周波数成分を持つ事を示している。

スペクトル線強度の時間的変化を図3. 5に示した発電機内の電位分布の時間的変化と比較し、また作動気体の流れ方向に取り付けられた電界プローブの波形の位相差を調べる事により、図3. 6に示すような放電の発電機内での挙動を推察する事ができる。即ち、時刻 $t_1$ で放電がアノードの近傍で形成されたとする。この放電は、ほぼ作動気体の流速で発電機下流に流されるが、それと同時にジュール加熱により放電内の電気伝導度は増加し、その部分では比較的大きな電界強度が得られる

(時刻 $t_2$ では第1カソードの上流、時刻 $t_3$ では第1カソードの下流)。時刻 $t_4$ (= $t_1$ )では、アノードの近傍で再び新しい放電が形成され、それ以降この挙動を繰り返す。このような放電の形成、及び下流への移動と成長を考える事により、図3.3に示した出力電圧とスペクトル線強度の変動を説明する事ができる。

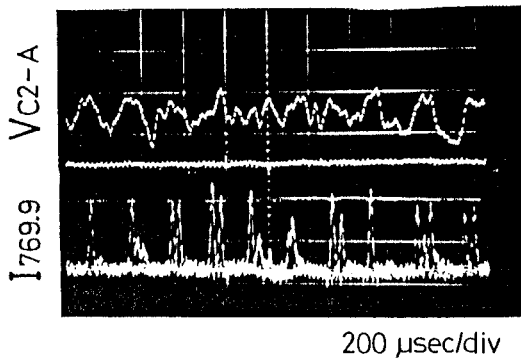


図3.3 出力電圧とスペクトル線強度の変動  
( $I_{769.9}$ =カリウムのスペクトル線強度、 $V_{C2-A}$ =電極間電圧)

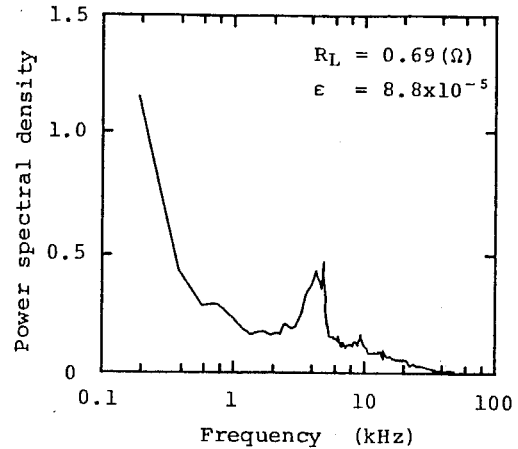


図3.4 出力電圧の周波数スペクトル  
(負荷抵抗0.69Ω)

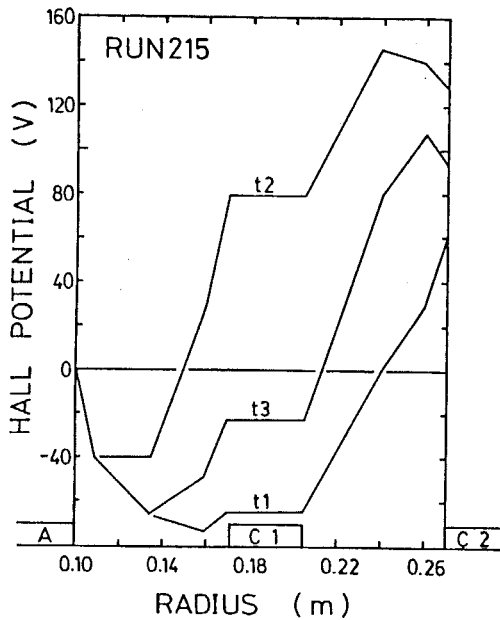


図3.5 電位分布の時間的变化

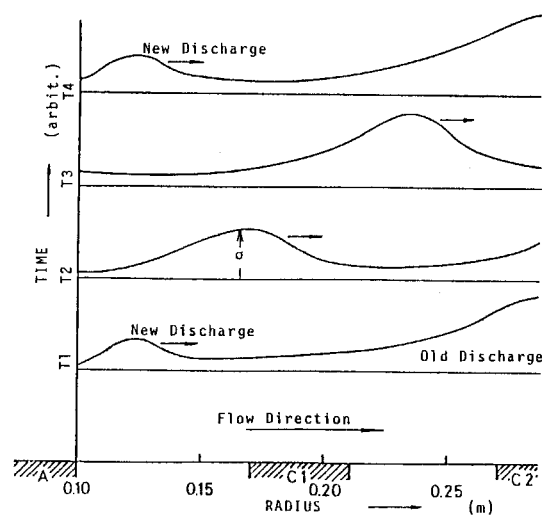


図3.6 放電の繰り返しの様子



次に、この放電の繰り返し周波数について調べる。図3. 7は放電の繰り返し周波数を負荷抵抗に対して示したものである。この図から負荷抵抗の増加に従い、放電の繰り返し周波数も増加し、 $30\Omega$ より大きい負荷抵抗に対しては、その増加率は小さい事がわかる。この結果は、負荷抵抗の増加によるジュール加熱の増加が放電の繰り返し周波数を高くする事を示唆している。また図3. 8は一定の負荷抵抗の下でシード率を変化させた場合の繰り返し周波数を示したものである。シード率の増加に伴い放電の繰り返し周波数は増加する事がわかる。この傾向は、

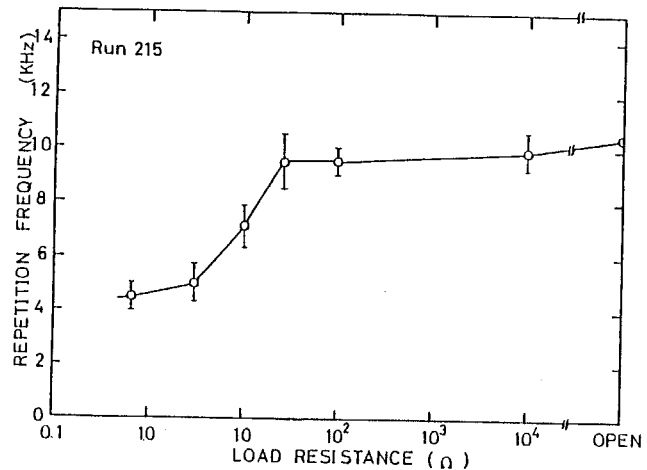


図3. 7 放電の繰り返し周波数と負荷抵抗の関係

図3. 9に示した出力電圧とスペクトル線強度の波形からも理解できる。即ち、シード率が高い場合スペクトル線強度の波形においてより多くのスパイクが観測され、1つのスパイクのすその幅も広い。その時の出力電圧波形はシード率が低い場合と比較して高い周波数成分を持ち、その変動量は小さくなる。このようにシード率の増加は放電の繰り返し周波数に対して、負荷抵抗の増加と同じ効果を持つ。これはシード率の増加によりプラズマの電気伝導度が高くなり発電機の内部抵抗が減少する事で、同じ負荷抵抗に対しても実質的な負荷率、即ちジュール加熱が増加するためと考えられる。これらの事から、放電の繰り返し周波数はジュール加熱の大きさに密接に関係すると推論できる。

次に、このような放電の挙動が作動気体の流れ場に与える影響について調べた結果を述べる。発電実験中に観測された発電機からの音の周波数分析結果を図3. 10に示す。各周波数において上下の各線の間に見られているレベルの差は発電実験中とシード注入なしの単なるアルゴンブロー中の音のレベルの差を表す。例えば、5.5kHzの場合、発電出力が得られる約60秒からシードを注入しない時よりも大きなレベルが観測され、そのレベルは負荷抵抗の変化に伴い変化する。同様の事が他の周波数についてもみられ、発電実験中には風洞音に他の音が付加されている事が理解できる。この図から明らかのように負荷抵抗の減少に伴いその特徴的な周波数は低くなる事、更に図3. 11に示したようにその周波数は放電の繰り返し周波数にほぼ一致する事から、非定常な放電がローレンツ力を介して発電機内の流れ場を乱す、即ち作動気体の圧力を時間的に変化させ、その結果音が発生するものと推察できる。

このように、非定常放電は発電出力を変動させるだけでなく、作動気体の流れ場にも変動を引き起こす事が実験的に明らかにされ、優れた発電性能を得るためには定常的な放電を実現させる必要がある事が示唆された。

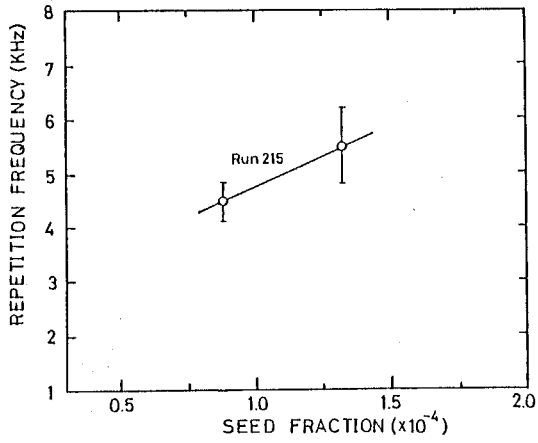


図3. 8 放電の繰り返し周波数とシード率の関係

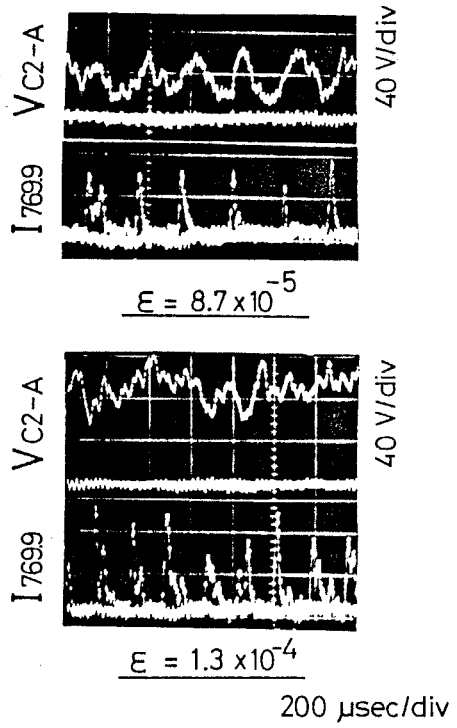


図3. 9 シード率による波形の変化

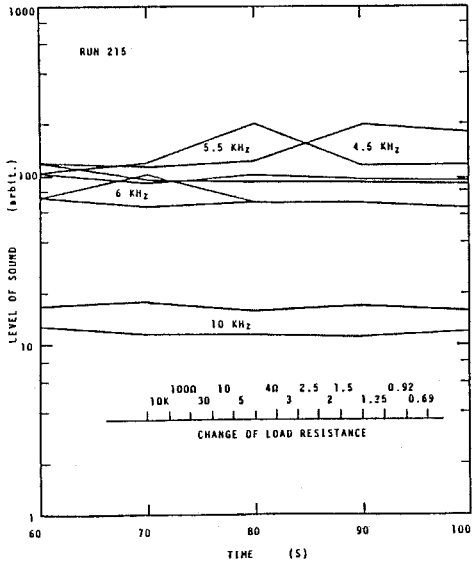


図3. 10 発電機からの音の周波数分析結果

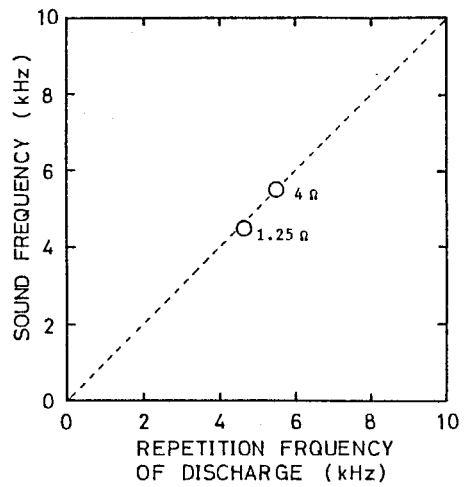


図3. 11 放電の繰り返し周波数と発電機からの音の周波数との関係

### 3. 3 非定常放電に関するこれまでの研究との比較

#### (1) 衝撃波管装置を用いた発電実験

衝撃波管装置を用いた発電実験においても、電界プローブ、光ファイバーを用いて発電機内の電位分布、電界及びカリウムの共鳴線強度の変動の様子が詳細に調べられている。またこれらの実験では、発電時間が1ミリ秒程度と短いため電極間の絶縁壁を透明なアクリル等で構成でき、高速度カメラ或いはイメージコンバータカメラを用いて発電機内の放電の挙動やその構造(図3. 12参照)が観測されている。

*Sens*ら<sup>(10)</sup>は、衝撃波管を用いたディスク型発電機での実験(シード率 $\sim 10^{-3}$ )を行い、集中した放電がその幅を広げながら作動気体と共に発電機下流に流される事を示した。更にこのような非定常的な放電現象がある周期で繰り返し、シード率を増加させるとその周期は短くなる事を明らかにした。また*Harada*ら<sup>(11)</sup>は、同様の実験を低シード率( $< 10^{-4}$ )で行い、発電機下流部分でシード完全電離が達成され発電出力が最大となる負荷条件においても、発電機入口近傍で非定常な集中した放電が観測され、そこではホール電界が大きく変動する事を示した。更に、負荷抵抗を下げるると入口近傍での非定常放電の領域が広がる事を明らかにした。

「FUJI-1」装置で観測された非定常放電は、それが発電機全域に及ぶと考えられ、衝撃波管での高シード率での実験、或いは低シード率での低い負荷抵抗における実験結果と定性的に一致していると言える。即ち、ここで観測された非定常放電は、電子に対するジュール加熱がシード物質を完全電離させる程十分でない事を意味し、また電子のエネルギーの釣合((1.5)式)を考えると、実効的な電子のエネルギー損失が大きい事を陰に示唆するものであると考えられる。



図3. 12 発電機内の放電構造(参考文献(11)による)

## (2) 非定常二次元数値解析

発電機内の放電現象を解明するために、これまでも非定常、非線形性をそのまま取り扱う数値解析が行われている。Yoshikawa<sup>(12)</sup>、Inui<sup>(13)</sup>らは、非平衡プラズマに対する非定常二次元方程式を用いて低シード率( $10^{-6} \sim 10^{-4}$ )でのディスク型発電機内の放電構造を解析し、負荷抵抗が低くジュール加熱が比較的小さい場合、発電機全域で集中した放電が形成される事を示した(図3.13参照)。これらの数値解析においては、計算機の能力の制約から長時間に渡る計算が困難であるため、作動気体の流れによって集中した放電が吹き流される様子はそれほど明確にされていない(ファラデー型発電機を対象とした数値解析では明らかにされている<sup>(14)</sup>)。が、衝撃波管装置を用いた発電実験で観測される、ある時刻での発電機内の放電構造をよく説明していると言える。また「FUJI-1」装置では発電機内の放電構造を直接観察する事はできないが、同様の放電構造を持つものと予想される。



図3.13 発電機内のプラズマの2次元シミュレーション  
(参考文献(12)による)

### 3.4 非平衡プラズマの一次元的挙動とその流れ場に与える効果

#### (1) 解析手法

ここでは、第1章で示した非平衡プラズマ及び、作動気体の基礎方程式を非定常一次元方程式として取り扱う。即ち、ディスク型発電機を考慮した円筒座標系において、解くべき変数を半径 $r$ 及び時間 $t$ の関数とする。非定常一次元MHD方程式は次式のように表わされる。

$$\frac{\partial n_K^+}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r}(n_K^+ u_r) + \dot{n}_K \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial n_A^+}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r}(n_A^+ u_r) + \dot{n}_A \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_e}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial r}[(U_e + p_e)u_{er}] + u_{er} \frac{\partial p_e}{\partial r} + \frac{J_r^2 + J_\theta^2}{\sigma} \\ & - \delta \frac{3}{2} n_e k (T_e - T_g) \sum_j \frac{m_e}{m_j} \nu_{e-j} - Q_r \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r}(\rho u_r) \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_r) = -\frac{\partial}{\partial r}(\rho u_r^2 + p) + \frac{\rho u_\theta^2}{r} + J_\theta B \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_\theta) = -\frac{\partial}{\partial r}(\rho u_r u_\theta) - \frac{\rho u_r u_\theta}{r} - J_r B \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r}[(E + p)u_r] + J_r E_r \quad (3.7)$$

更に、

$$n_e = n_K^+ + n_A^+ \quad (3.8)$$

$$-E_r = \beta u_r B + u_\theta B + \frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial r} - \frac{1 + \beta^2}{\sigma} J_r \quad (3.9)$$

$$J_\theta = \beta J_r - \sigma u_r B \quad (3.10)$$

ここでは、先ず入口半径 $r_{in} = 10$  (cm)、出口半径 $r_{out} = 16$  (cm)で、流れ方向に一定断面積 $A = 100$  (cm<sup>2</sup>)を持つディスク型発電機(東工大Disk-I I相当<sup>(11)</sup>)を対象とし、次に「FUJI-1」装置に対する解析を行う。作動気体としては「FUJI-1」実験装置で用いられたカリウムをシードしたアルゴンを想定した。解法としては、通常の後退有限差分法を用いた。ここでは、発電機の長さ6 (cm)に対して空間きざみ $\Delta r$ を1.2 (mm) (50分割)とし、時間きざみ $\Delta t$

は電子温度の緩和時間<sup>(15)</sup>を考慮して $0.01\mu sec$ とした。

作動気体に対する発電機入口での境界条件は、設定された澱み点圧力、温度と入口マッハ数から等エントロピー関係式を用いて決定し、また電子に関する諸量については電子温度を $3000K$ とし、電子密度をその温度でのSaha平衡値で与えた。これらの入口境界条件は、すべての時間に関して不変であるとした。

また初期条件は、発電機の流れ方向に入口境界条件と同じ値で与えた。

尚、ホール電流 $I$ は次のようにして求める。オームの式((3.9)式)を $r=r_{in}$ から $r=r_{out}$ まで積分すると、

$$\int_{r_{in}}^{r_{out}} -E_r dr = \int_{r_{in}}^{r_{out}} (\beta u_r B + u_\theta B + \frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial r}) dr - I \cdot \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{1+\beta^2}{\sigma A} dr \quad (3.11)$$

となる。ここで $I=J_r \cdot A$ である。左辺の積分は発電機のホール電圧(電極間電圧)を表わし、右辺の1番目の積分は発電機のホール起電力を、2番目の積分は発電機の内部抵抗を表わす。ホール電圧は外部負荷抵抗 $R_L$ との整合により、

$$\int_{r_{in}}^{r_{out}} -E_r dr = I \cdot R_L \quad (3.12)$$

を満足する事から、 $I$ が決定できる。

このようにして $I$ を決定した後、 $J_r$ 及び $J_\theta$ を算出し、(3.1)~(3.7)式を用いて次のタイムステップの諸量を求める事ができる。

## (2) 解析結果及び考察

### (a) 非定常放電の性質

ジュール加熱を比較的小さく設定した作動条件(表3.2)の下での非定常一次元解析結果の一例を図3.14(a)に示す。この図は半径-時間平面( $r-t$ 平面)における電子温度の等高線を示している。この図から、初期に一樣な電子温度( $T_e=3000K$ )を仮定した非平衡プラズマにおいて、数 $\mu sec$ 以降電離不安定に起因すると考えられる電子温度の非一樣性が成長し、数 $10\mu sec$ 後には発電機内の非平衡プラズマは、ほぼ2つの状態に分かれる事がわかる。その1つは電子温度が高く( $T_e \sim 5500K$ )局所的にシード完全電離が実現している状態であり、もう1つは電子温度が低く( $T_e \sim 3000K$ )シード物質が弱電離している状態である。前者は発電実験でよく観測される集中した放電に対応すると考えられ、本節においても「放電」と呼ぶ事にする。しかし、本解析ではディスク型発電機に対してすべての諸量を一次的( $\theta$ 方向の一樣性を仮定)に取り扱っているため、ここ

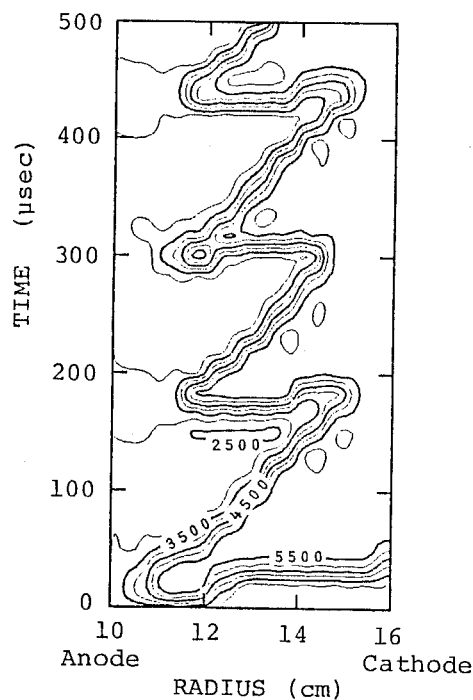
で言う「放電」とは「同心円状の放電」である事に注意したい。このような電離不安定に起因する非平衡プラズマの2状態性についてはこれまでの研究においても示されており<sup>(12-13), (16-17)</sup>、それぞれの状態は局所的には安定である事が線形摂動法を用いた解析から明らかにされている<sup>(18)</sup>。

またこの図から、初めアノードの近傍で形成された放電は、その幅を広げながら作動気体の流れによって発電機下流に流され、ある時間の後再び新しい放電がアノード近傍で形成される事がわかる。

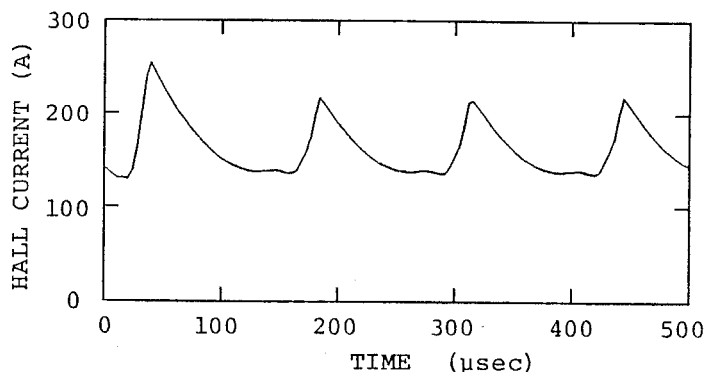
更に、このような発電機内の放電の周期的な挙動は、図3.14(b)に示すようにその周期に同期したホール電流(出力電流)の変動を引き起こす事がわかる。この解析結果が示す放電の周期的な挙動及びそれに関係した出力電流の変動は、2節で述べた「FUJI-1」実験装置において観測された非定常放電(勿論3次元的な構造を持つ)と発電出力の変動に類似するものと考えられる。

表3.2 計算における作動条件

Stagnation gas temperature	2000 (K)
Static gas temperature	857 (K)
Stagnation gas pressure	10 (atm)
Static gas pressure	1.2 (atm)
Gas velocity	1090 (m/sec)
Mach number	2.0
Magnetic field strength	2.0 (T)
Seed fraction	$5 \times 10^{-5}$
External load resistance	0.5 ( $\Omega$ )



(a) 電子温度分布の時間的変化  
( $r-t$ 平面における電子温度の等高線を示す)



(b) 放電の繰り返しによるホール電流の変動

図3.14 非定常一次元解析による放電の繰り返しの様子とそれに起因するホール電流の変動

次に、種々の作動条件に対する放電の挙動について調べる。図3.15(a)、(b)は、それぞれ磁場及び発電機入口での作動気体の澱み点温度を図3.14に示した解析結果における条件(表3.2)よりも高く設定した場合の計算結果である。これらの図から磁場及び澱み点温度を増加させる事により電子温度の等高線は時間軸に平行になる、即ち放電は定常的になる事がわかる。これは以下のように説明する事ができる。形成された放電が作動気体の流れによって下流に流される、言い換えればその放電が作動気体の流れに逆らってその位置に定常的に存在し得ない現象は、定在し得る程の電離が放電の背面(放電の発電機の入口側の面)で行われない事により生じるものである。この事から磁場の増加は放電内のジュール加熱を増加させ、その結果電離が促進され定常的な放電が得られたものと考えられる。また澱み点温度の増加は、あるマッハ数の下で作動気体の流速を増加させ、その結果放電内のジュール加熱を増加させるだけでなく、弾性衝突による電子のエネルギー損失を減少させるため、この場合においても電離が促進され定常的な放電が得られる。

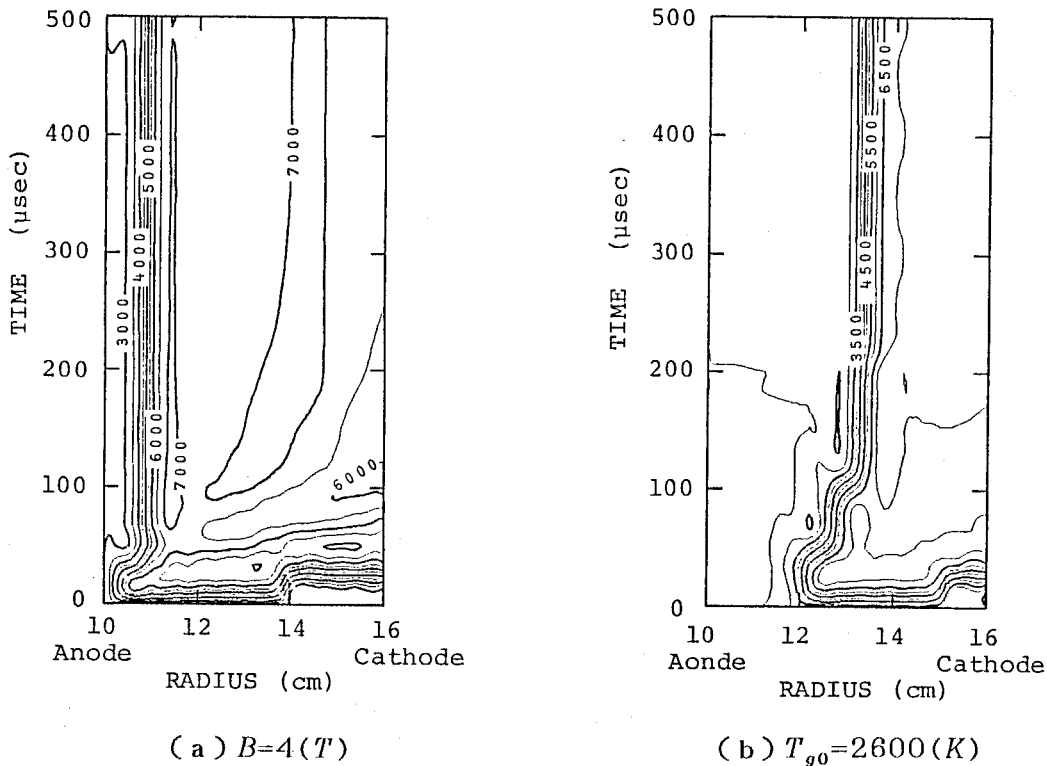


図3.15 種々の作動条件に対する放電の挙動の変化

定常放電に対してこのように解釈する事で、図3.14に示した放電の繰り返し現象を以下のように考える事ができる。即ち、この現象は本質的には、発電機上流で形成された放電が作動気体の流れによって発電機の下流及びその外に吹き流される事に起因する。放電の前面(放電の発電機出口側の面)が発電機の外に達する時、放電の背面における電離が「不十分」である場合、放電は更に発電機の外に吹き流される。その時図3.14(b)で示したようにホール電流は減少するため、電子温度



の低い放電外の領域ではジュール加熱が減少し、電子温度も更に低くなる。このような状況では発電機入口から比較的電気伝導度の高いプラズマが流入する事になり（ここでは $T_e=3000K$ のSaha平衡を仮定）、発電機入口で（放電の背面ではなく）電離が促進され、新しい放電が形成される事になる。その放電は再び作動気体の流れによって下流に流される。尚、放電の前面が発電機の外に達する時、放電の背面における電離が「十分」である場合には、放電はその位置に存在し続け、定常的になる。

図3.16(a)、(b)は、それぞれシード率及び負荷抵抗を図3.14に示した解析結果における条件(表3.2)よりも高く設定した場合の計算結果である。これらの図と図3.14(a)とを比較する事により、シード率及び負荷抵抗を増加させると新しい放電が形成される時間間隔は短くなる、即ち放電の繰り返し周波数は高くなる事が理解できる。更に、その時非定常な放電がみられる領域は、より発電機上流に限られ、その下流では定常的な放電が実現する事がわかる。これは、巨視的には前節でも述べたようにシード率及び負荷抵抗の増加により実効的な負荷率が増加し、その結果ジュール加熱が大きくなる事によるものであり、微視的には上で述べたように、シード率の増加により発電機入口での電気伝導度が増加するため、また負荷抵抗の増加によりホール電流が減少するため新たな放電が発電機入口近傍で形成され易くなる事によるものである。この傾向は「FUJI-1」実験装置だけではなく、衝撃波管を用いたディスク型発電機の実験<sup>(10-11)</sup>においても観測されている。

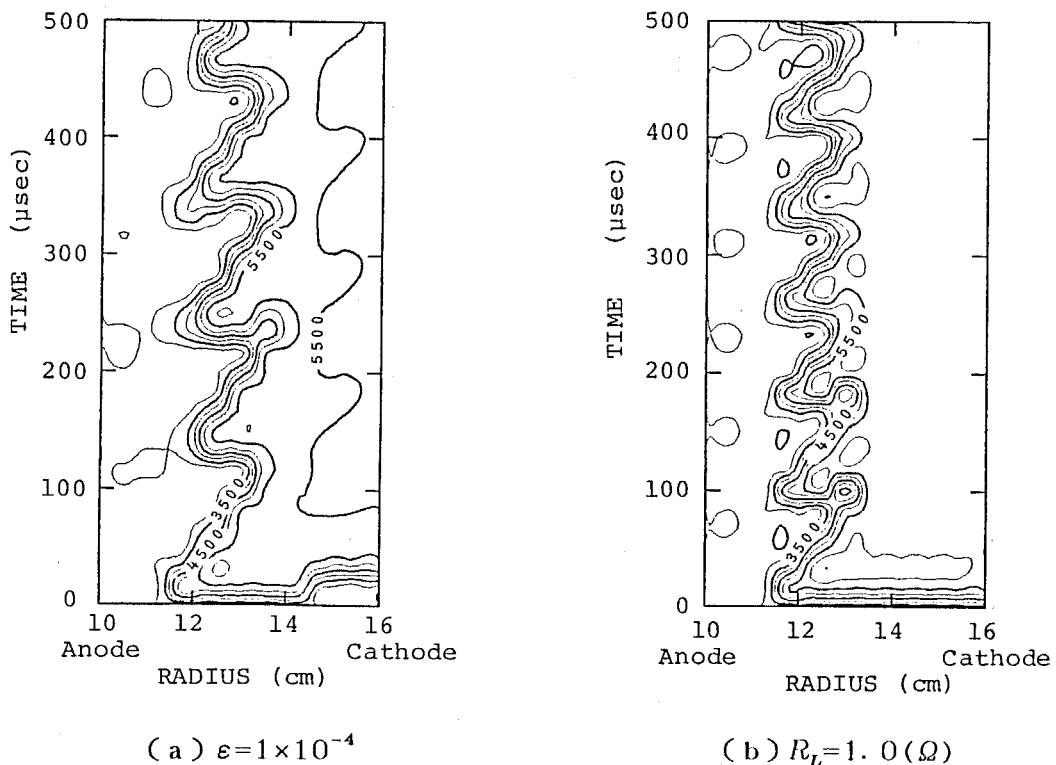
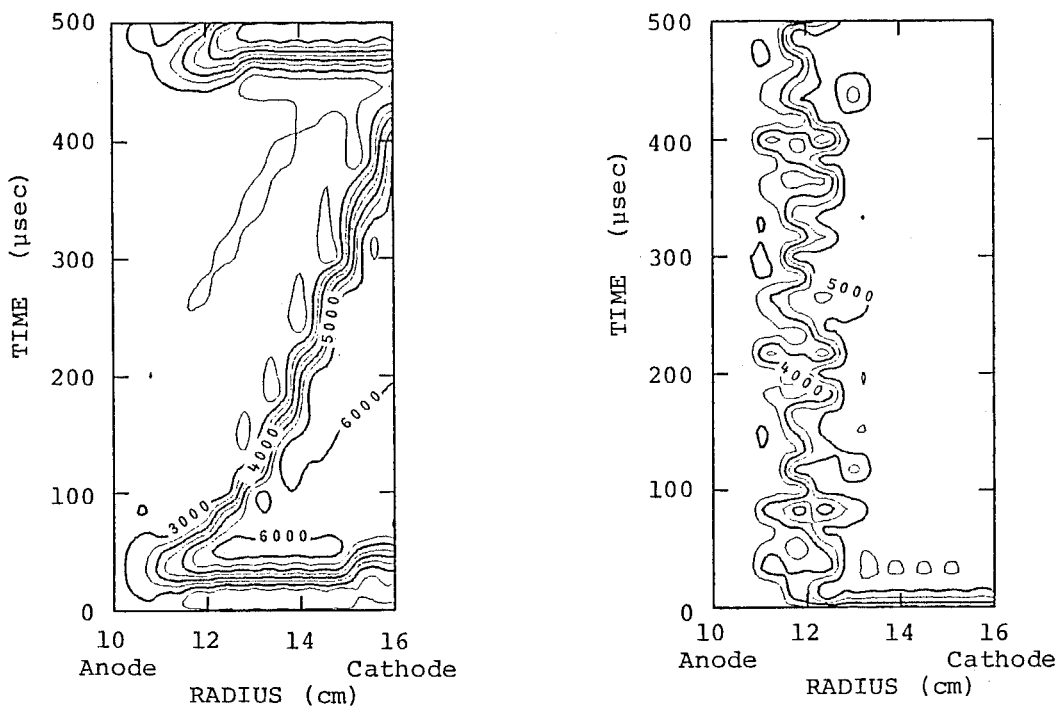


図3.16 種々の作動条件に対する放電の挙動の変化

このように発電機内の放電の挙動は、発電機入口でのプラズマの電気伝導度に大きく影響されると考えられる事から、入口での電子温度を変化させて同様の解析を行った。図3.17(a)、(b)は、表3.2に示す作動条件の下で入口での電子温度をそれぞれ2800K、及び3300Kに設定した場合の結果を示す。電子密度は、それぞれの電子温度でのSaha平衡値で与えられている。これらの図及び $T_{e0}=3000K$ を仮定した図3.14(a)から、発電機入口での電子温度を高くすると放電の繰り返し周波数は高くなり、定常的な放電が支配的になる傾向が理解できる。これは上でも述べたように、発電機入口での電気伝導度が増加し、新たな放電が入口近傍で形成され易くなる事に起因する。ディスク型発電機においては、その構造上(例えば、図3.2参照)超音速ノズル内にも磁場が存在する。それ故、そこでの負荷率を高く設定する(絶縁物で構成する等)事により、ジュール加熱を増加させ、結果として発電機入口での電子温度を高める事が可能である。ここで示した解析結果は、この超音速ノズル内の予備電離的な効果が、発電性能の向上のために有用である事を示唆するものである。この事は、衝撃波管装置を用いたディスク型発電機の実験においても確認されている<sup>(19)</sup>。



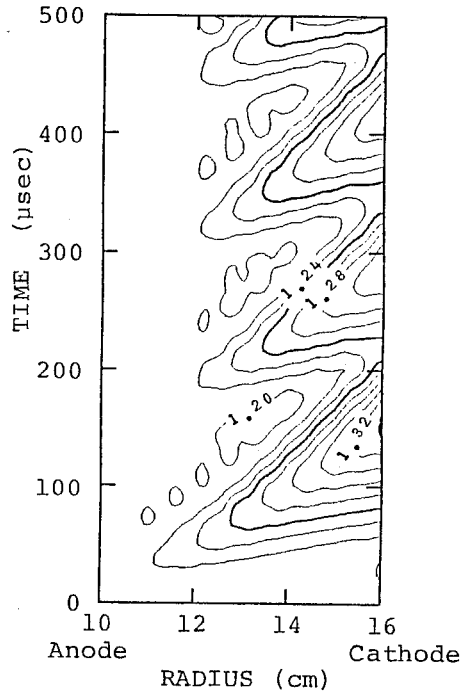
(a)  $T_{e0}=2800(K)$

(b)  $T_{e0}=3300(K)$

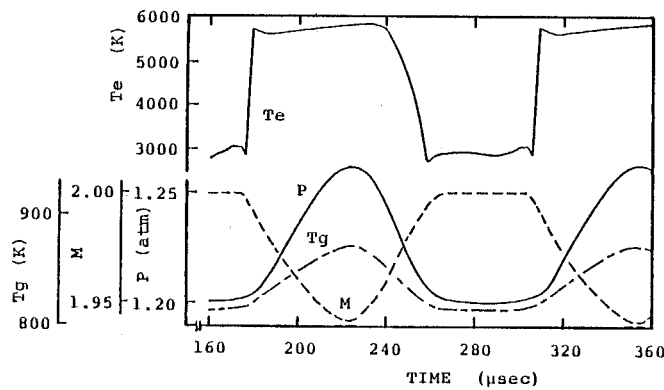
図3.17 発電機入口での電子温度の影響

(b) 作動気体の流れ場との相互作用

これまで発電機内の放電の一次元的挙動そのものに注目してきた。ここでは、このような非定常放電の流れ場に与える効果について議論する。図3.18(a)は、図3.14に示した解析結果と同じ作動条件の下での  $r-t$  平面における作動気体圧力の等高線を示したものである。また図3.18(b)には、半径  $r=13.5$  (cm) での代表的な諸量の時間的変化の様子を示した。これらの図から発電機内の流体力学的諸量は、集中した放電の周期的な挙動に従って変動する事が理解できる。また、その変動は電子温度の急激な変化に対して比較的緩やかである事がわかる。即ち、放電が発電機下流に流されるに従い、放電内の電子温度は、ほぼ一定であるにもかかわらず(図3.14(a))、そこでの作動気体圧力は徐々に増加する(図3.18(a))。これは流体力学的諸量が、プラズマの特性時間( $\sim \mu\text{sec}$ )と比較して長い特性時間( $100\mu\text{sec} \sim \text{msec}$ )を持つ事による。

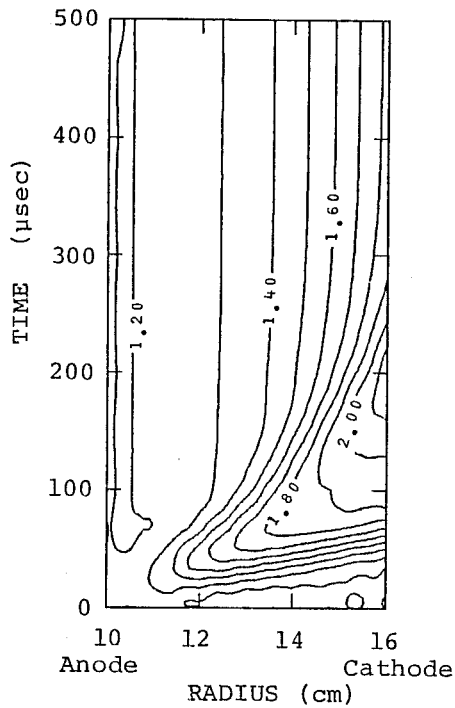


(a)  $r-t$  平面における作動気体圧力の等高線

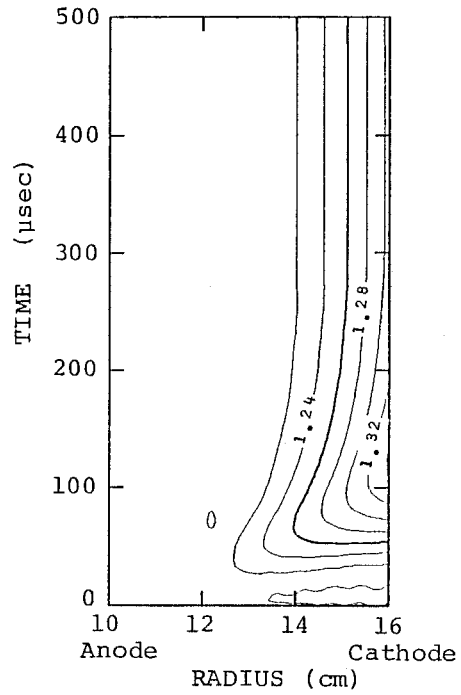


(b) 半径  $r=13.5$  (cm) での代表的な諸量の時間的変化

図3.18 非定常放電の流体力学的諸量に与える効果



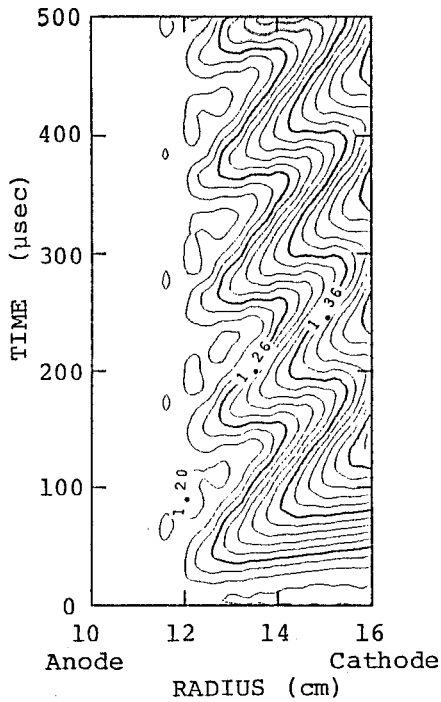
(a)  $B=4(T)$



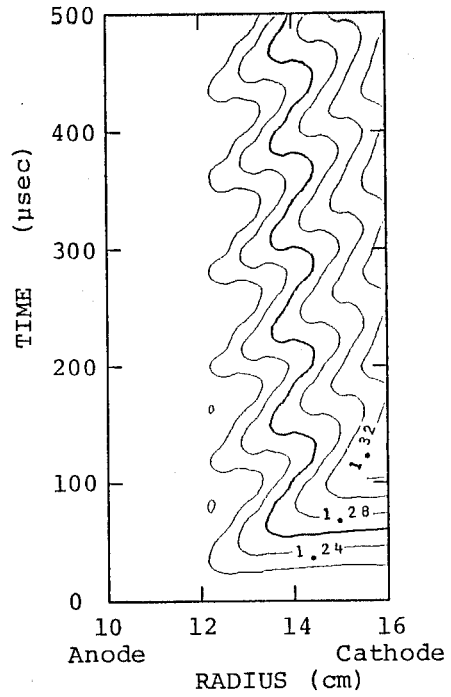
(b)  $T_{p0}=2600(K)$

図3.19 種々の作動条件に対する圧力分布の時間的变化

図3.19(a)、(b)は、それぞれ磁場及び発電機入口での激み点温度を高く設定した場合の作動気体圧力の等高線を示したものである。この場合の電子温度分布はそれぞれ図3.15(a)、(b)に示されている。これらの図から明らかなように、定常的な放電が得られる場合、作動気体圧力に変動はみられず、その圧力はその特性時間である数 $100\mu sec$ 後定常的になり、発電機下流に向かって徐々に増加する。この比較的ゆっくりした圧力の変化に従い、図3.15(a)、(b)に示されているように発電機下流での電子温度が変化する。



(a)  $\epsilon=1 \times 10^{-4}$

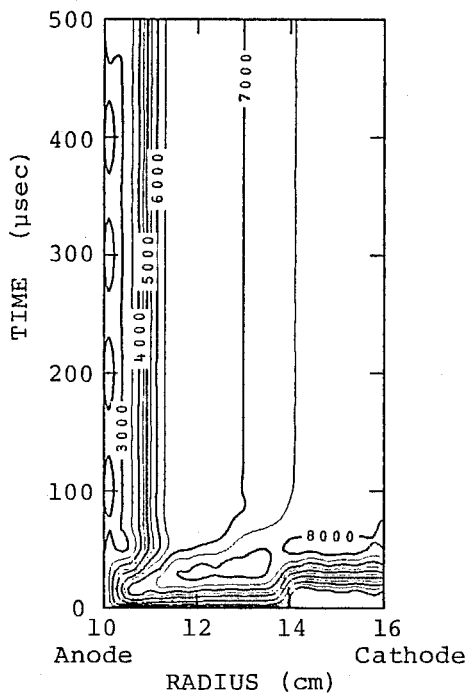


(b)  $R_L=1.0(\Omega)$

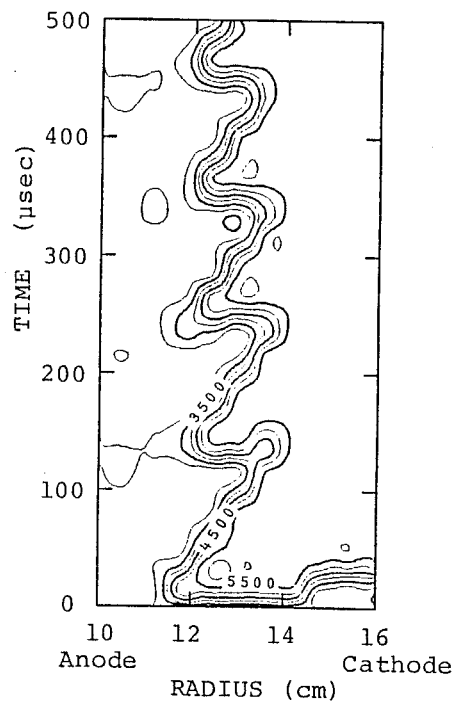
図3. 20 種々の作動条件に対する圧力分布の時間的变化

図3. 20 (a)、(b)は、それぞれシード率及び負荷抵抗を高く設定した場合の作動気体圧力の等高線を示したものである。この場合の電子温度は、それぞれ図3. 16 (a)、(b)に示されている。これらの図は、放電の繰り返し周波数の増加に対して圧力変動の周波数も高くなる事を示しており、2節で述べた「FUJ I-1」実験装置における実験結果(図3. 11参照)を裏付けるものである。また図3. 20 (a)から、シード率を増加させるとより強いローレンツ力が作動気体に作用するため、圧力変動は大きくなる事がわかる。

次に、流体力学的諸量を一定として非平衡プラズマに対する非定常一次元方程式を解く事により、上で示した解析結果との比較を行う。図3. 21 (a)、(b)はローレンツ力による作動気体の諸量の変化を無視した計算結果であり、それぞれ、その変化を考慮した図3. 15 (a)、図3. 16 (a)に対応する。これらの図から、作動気体の諸量を一定とした場合、放電内のほとんどの領域で電子温度が一定となるのに対し、作動気体の諸量の変化を考慮すると発電機下流で電子温度が減少する事がわかる。これはローレンツ力により作動気体の流速が低下し、その結果電子に対するジュール加熱が減少する事に起因する。しかし、この効果は発電機の断面積を流れ方向に広げる事により補償される。



(a)  $B=4(T)$



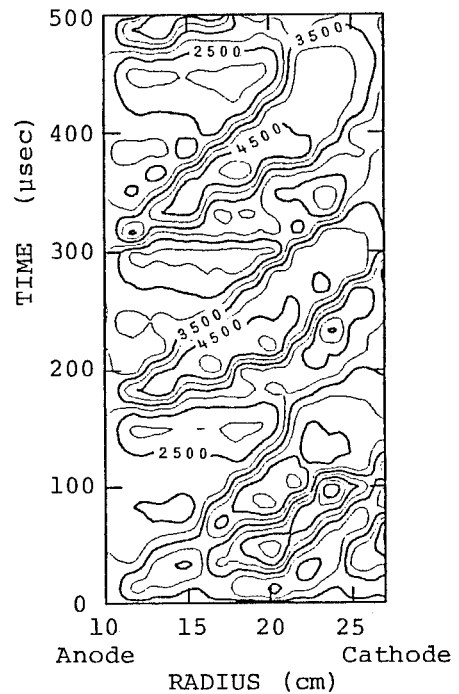
(b)  $\epsilon=1 \times 10^{-4}$

図3. 21 ローレンツ力による作動気体の諸量の変化を無視した場合の電子温度分布の時間的变化

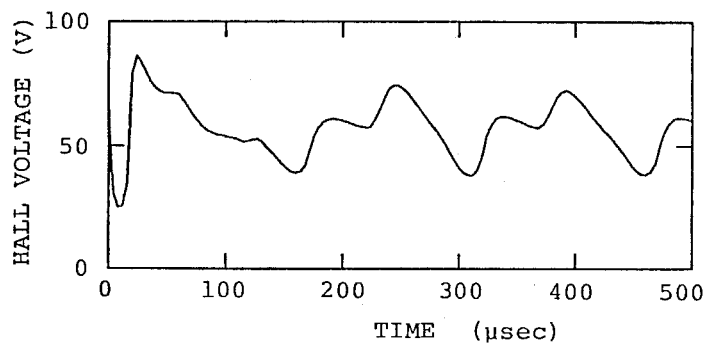
(c) 「FUJI-1」装置における実験結果に対する解析

「FUJI-1」実験装置での作動条件及び発電機形状を考慮して解析した結果について簡単に述べる。本非定常準一次元解析コードを単純に適用した場合、非常に高い電子温度が示さただけでなく、そのため多くの場合計算不可能であった。これは「FUJI-1」のディスク型発電機がプラズマのジュール加熱を促進するように設計されているため、実際の実験では電子のジュール加熱に対する損失が実効的に大きいものと考えられる。そこで、電子の衝突によるエネルギー損失係数 $\delta$ を見かけ上大きく $\delta=60$ として、同様の解析を行った。その結果の一例を図3.22に示す。ただし、 $\epsilon=5 \times 10^{-6}$ 、 $R_L=0.69\Omega$ であり、他の条件は表3.1に示されている。上で述べた計算結果と同様に、発電機内では集中した放電が周期的な挙動を示し、それに同期した出力電圧の変動が計算された。また図3.23は、その放電の周期的な挙動に伴う作動気体圧力の変動を示している。更に、図3.24に示されているように、シード率及び負荷抵抗を増加させると放電の繰り返し周波数が増加するという実験結果と定性的に一致する結果を得る事ができた。しかも図3.25は、この大きな $\delta$ の仮定の下で印加磁場、濺み点温度を高くする、或いは $\delta$ を小さくするに従い、定常的な放電が得られる事を示唆している。

以上のように、大きな $\delta$ を仮定した「1次元モデル」による計算結果は、「FUJI-1」の実験結果を定性的によく説明している事から、やはり実際の発電機内では電子のエネルギー損失を実効的に大きくする要素が存在する事が考えられる。その代表的なものとして、作動気体中に含まれる $CO_2$ 、 $H_2O$ 等の不純物の効果、発電機入口での非平衡プラズマや作動気体諸量の変動、境界層内での渦電流の発生、発電機内の圧力分布測定から示唆された疑似衝撃波の影響等を挙げる事ができる。



(a) 電子温度分布の時間的变化



(b) 出力電圧の変動

図3.22 「FUJI-1」に対する計算結果

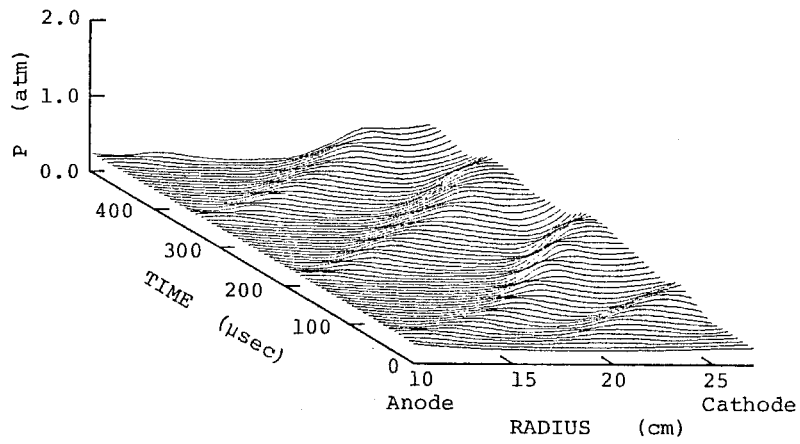
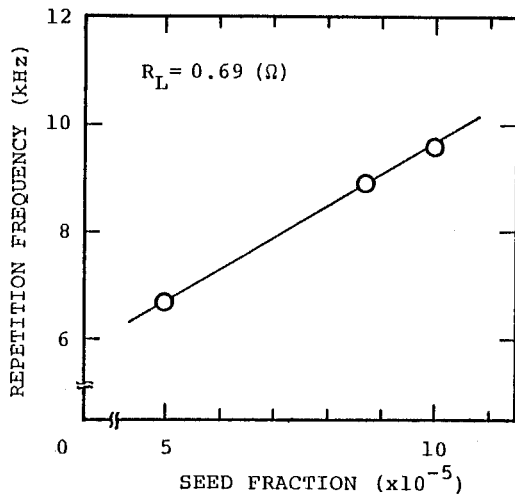
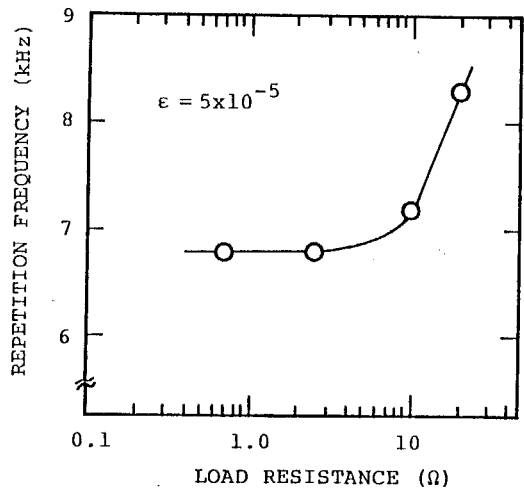


図3. 23 圧力分布の時間的变化



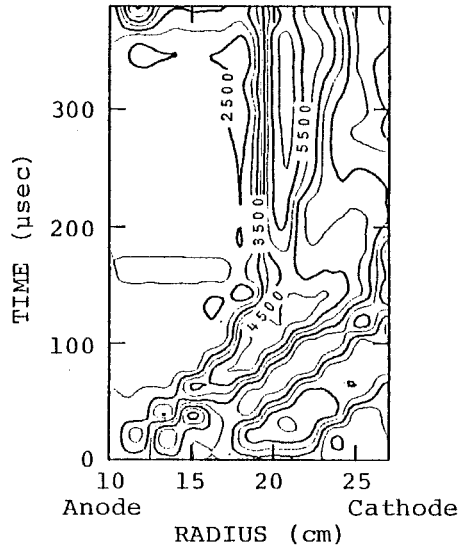
(a) シード率



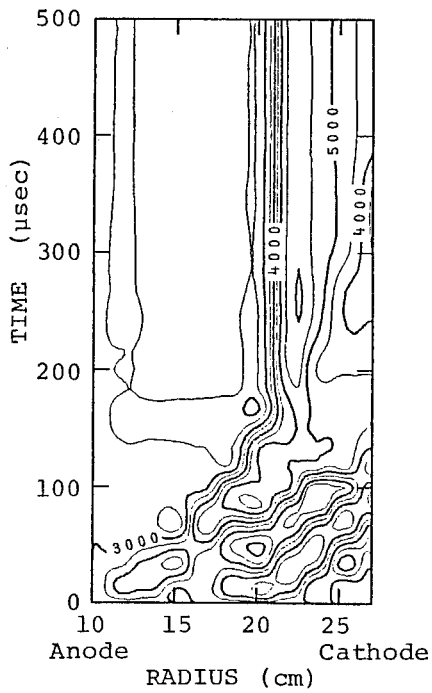
(b) 負荷抵抗

図3. 24 シード率及び負荷抵抗に対する放電の繰り返し周波数(計算結果)

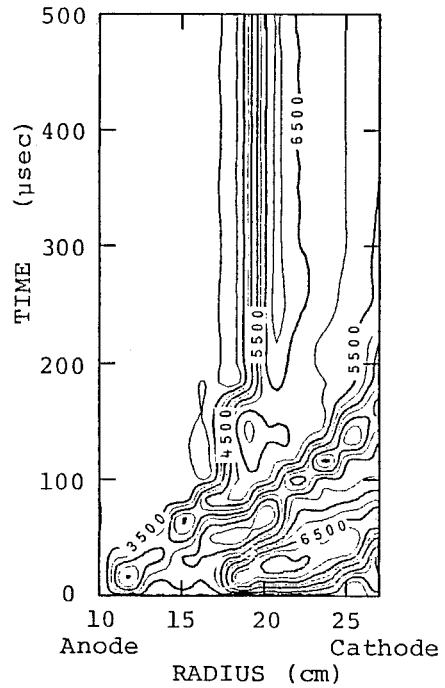




(a)  $B=3.5(T)$



(b)  $T_{g0}=2200(K)$



(c)  $\delta=10$

図3.25 放電の定常性

### 3.5 まとめ

クローズドサイクルMHD発電実験装置「FUJI-1」(熱入力2MW)による実験を行い、そこで観測された非定常放電とその性質について調べた。更に、それを説明するための計算を行った。その結果は、以下の通りである。

- (1) 「FUJI-1」装置による実験では、集中した放電の周期的な挙動が観測され、発電出力がそれに同期して変動する事、またその放電の繰り返し周波数は負荷抵抗及びシード率を増加させると高くなる事が明らかとなった。更に、この非定常放電は作動気体の圧力変動を引き起こす事が示唆された。
- (2) このような非定常放電は、衝撃波管装置を用いた高シード率下の実験結果、或いは低シード率下の低い負荷抵抗における実験結果とその性質において類似するところが多く、シード物質を完全に電離させる程のジュール加熱が不足している事を示している。
- (3) 非平衡プラズマ及び作動気体の非定常準一次元MHD方程式を用いて、「FUJI-1」装置や衝撃波管装置による実験で観測されるような非定常放電の性質を定性的に説明する事ができる。またその解析から、磁場及び作動気体の澱み点温度を高くする事により、定常的な放電が得られる事が示唆された。
- (4) 電子の衝突によるエネルギー損失係数 $\delta$ を大きくして行った計算結果は「FUJI-1」の実験結果と定性的に良く一致している事から、実際の発電機内ではその係数 $\delta$ を見かけ上大きくする要素が存在する事が考えられる。

### References of Chapter 3

- 1) Yamasaki, H. and Shioda, S., "MHD Power Generation with Fully Ionized Seed," *Journal of Energy*, Vol. 1, No. 5, Sept.-Oct. 1977, pp. 301-305.
- 2) Shioda, S., Yamasaki, H., Kabashima, S., Yoshikawa, K., Harada, N. and Abe, T., "The FUJI-1 Facility for Closed Cycle MHD Power Generation Experiments," *Proceedings of the 20th Symposium on Engineering Aspects of MHD*, Los Angeles, 1982, pp. 6. 5. 1-6. 5. 6.
- 3) Yamasaki, H., Kabashima, S., Yoshikawa, K., Harada, N. and Shioda, S., "Recent Experimental Results with FUJI-1 Facility for Closed Cycle MHD Power Generation," *Proceedings of the 21st Symposium on Engineering Aspects of MHD*, Argonne, 1983, pp. 6. 4. 1-6. 4. 8.
- 4) Yamasaki, H., Kabashima, S., Yoshikawa, K., Harada, N. and Shioda, S., "First Experiments of Closed Cycle MHD Power Generation with FUJI-1," *Proceedings of the 8th International Conference on MHD Electrical Power Generation*, Moscow, 1983, pp. M. 12. 1-M. 12. 8.
- 5) Yamasaki, H., Kabashima, S., Yoshikawa, K., Harada, N., Okuno, Y., Okamura, T. and Shioda, S., "Recent Results of Power Generation Experiments with FUJI-1 Facility," *Proceedings of the 22nd Symposium on Engineering Aspects of MHD*, Mississippi, 1984, pp. 3:4:1-3:4:18.
- 6) 山岬裕之、栞島成治、奥野喜裕、原田信弘、吉川邦夫、岡村哲至、塩田進、「『FUJI-1』における最近の実験結果」、第7回エネルギー利用と直接発電シンポジウム、北海道大学、1985、pp. 180-190.
- 7) Yamasaki, H., Harada, N., Kabashima, S., Okuno, Y., Watanabe, M., Yoshikawa, K. and Shioda, S., "Closed cycle MHD Disk Experiments at T. I. T.," *Proceedings of the 23rd Symposium on Engineering Aspects of MHD*, Pennsylvania, 1985, pp. 430-438.
- 8) Harada, N., Yamasaki, H., Kabashima, S., Yoshikawa, K., Minakawa, S., Isogai, T., Okuno, Y. and Shioda, S., "Results of High Interaction Experiments in Closed Cycle MHD Facilities at Tokyo Institute of Technology," *Proceedings of the 24th Symposium on Engineering Aspects of MHD*, Montana, 1986, pp. 42-53.
- 9) Yamasaki, H., Kabashima, S., Harada, N., Okuno, Y., Yoshikawa, K. and Shioda, S., "Experimental Studies of Closed Cycle Disk Generator in the FUJI-1 Facility," *Proceedings of the 9th International Conference on MHD Electrical Power Generation*, Tsukuba, 1986, pp. 341-350.
- 10) Sens, A. F. C., Veefkind, A., Uhlenbusch, J. F. and Rietjens, L. H. Th., "Experimental Studies on a Closed Cycle MHD Disk Generator," *Proceedings of the 8th International Conference on MHD Electrical Power Generation*, Moscow, 1983, pp. M. 11. 1-M. 11. 9.

- 11) Harada, N., Yamasaki, H. and Shioda, S., "Observation of Nonequilibrium Electrical Discharge in an MHD Disk Generator," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 2, No. 2, Mar.-Apr. 1986, pp. 129-134.
- 12) Yoshikawa, Y., Kabashima, S., Yamasaki, H. and Shioda, S., "Dynamic Properties of Nonequilibrium Plasma in Disk MHD Generator," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 1, No. 6, Nov.-Dec. 1985, pp. 425-431.
- 13) Inui, Y., Hara, T. and Umoto, J., "Numerical Simulation of the Discharge Structure in Nonequilibrium Disk Type Generator," *Proceedings of 23rd Symposium on Engineering Aspects of MHD*, Pennsylvania, 1985, pp. 461-475.
- 14) Hara, T., Umoto, J. and Inui, Y., "Streamer Structure in Noble Gas Channels," *Proceedings of 5th Efficient use of Energy and Direct Electrical Power Generation*, Hokkaido Univ., March 1983, pp. S2. 2. 1-S2. 2. 15.
- 15) Hara, T., Veefkind, A. and Rietjens, L. H. Th., "Numerical Simulation of the Inhomogeneous Discharge Structure in Noble Gas MHD Generator," *AIAA Journal*, Vol. 20, No. 11, Nov., 1982, pp. 1473-1480.
- 16) Mesland, A. J., "Nonlinear Behavior of the Electrothermal Instability in Nonequilibrium MHD Plasmas," *Proceedings of the 8th International Conference on MHD Electrical Power Generation*, Moscow, 1983, pp. M. 4. 1-M. 4. 6.
- 17) Fukuda, H. and Kabashima, S., "Ring-Shaped Discharge Structure in a Closed Cycle MHD Disk Generator," *Journal of Propulsion and Power*, 1986 (established).
- 18) 吉川幸雄、「ディスク型クロードサイクルMHD発電機におけるプラズマの数値解析」、昭和60年度、学位論文(東京工業大学)。
- 19) Harada, N., Yamasaki, H., Minakawa, S., Iwano, K. and Shioda, S., "High Enthalpy Experiments with a Closed Cycle Disk MHD Generator," *Proceedings of the 9th International Conference on MHD Electrical Power Generation*, Tsukuba, 1986, pp. 374-383.

## 第4章 Magneto-acoustic 不安定性

### 4.1 はじめに

ディスク型発電機の性能を優れたものにするためには、発電機内の非平衡プラズマが安定でしかも一様である事が要求される。しかし、発電機内のプラズマ及び作動気体中には、

- (1) *Electrothermal wave*、
- (2) '*Ionization-rate wave*、
- (3) *Magneto-acoustic wave*、
- (4) *Thermal wave*

と呼ばれる4種類の波が存在する事が、線形摂動法を用いた解析から明らかにされている<sup>(1)</sup>。これらの波が成長する場合、発電機内の諸量は非一様になり発電機の性能が劣化する恐れがある。

*Electrothermal wave* (以後 *E. T. wave* と略記する) は、シード及び希ガスの弱電離の状況下で電離不安定を引き起こし、発電性能を劣化させる事はよく知られている<sup>(2-4)</sup>。しかし、序論で述べたようにこれまでの実験的、理論的研究からシード物質を完全に電離させる事で抑制し得る事が明らかになっている<sup>(5-7)</sup>。この不安定に起因した発電機内の非定常、非一様な非平衡プラズマの一次的挙動及びその性質については第3章で詳しく述べた。'*ionization-rate wave* (以後 *I. R. wave* と略記する) は、電子とイオンとの再結合の割合が有限である事に起因し(無限大の場合が *Saha* の電離平衡に対応)、その特性時間 ( $\sim 10^{-7}$  sec) は電子温度が変化した時電子密度がその温度での *Saha* 平衡値に達する時間に対応する事が知られている。またこの波は、常に非常に早く減衰する事が明らかにされている<sup>(1)</sup>。尚、これら2つの波は非平衡プラズマ内の電子に関する諸量の変動により生じるものであり、作動気体の変動とは本質的に無関係である。

*Magneto-acoustic wave* (以後 *M. A. wave* と略記する) は、非平衡プラズマと作動気体との相互作用の源であるローレンツ力 ( $\vec{J} \times \vec{B}$ ) の局所的な変動によるものであり、磁場と直交した平面における作動気体の圧力変動として現れる。また、この波は(流速+音速)及び(流速-音速)の位相速度で伝播する2つの波から成る事が知られており(それぞれ *M. A. (+) wave*、*M. A. (-) wave* と略記する)、この波の成長に関係した不安定性を「*Magneto-acoustic 不安定性*」と呼ぶ。また *Thermal wave* (以後 *T. wave* と略記する) は、出力密度 ( $\vec{J} \cdot \vec{E}$ ) の局所的な変動に起因するものであり、作動気体の温度の変動を引き起こすとされている。即ち、これら2つの波は先に述べた2つの波と異なり、プラズマと作動気体との相互作用によって生じる。

高エンタルピー抽出下の発電機では、非平衡プラズマと作動気体とが強く相互作用するため、*M. A. wave* 及び *T. wave* の性質を解明し、その発電性能に及ぼす影響を知る必要がある。*Hougen*、*McCune* ら<sup>(1)</sup> は、磁気レイノルズ数が小さいシード弱電離プラズマ(シード率  $\sim 0.3\%$ ) に対して、方程式を線形化し5次の分散関係式を解く事によりこれらの波の特徴を明らか

にした。しかし、線形摂動法は局所的な諸量の初期摂動の成長及び減衰を吟味するものであり、その波が実際の発電機内でどのように成長し、その結果発電性能にどのような影響を与えるのかについてはなら情報を与える事はできない。

そこで本章では、先ず *Hougen, McCune* らの解析を基に、希ガスの弱電離まで考慮した方程式（第1章参照）を線形化し6次の分散関係式を求める事で、上記の4種類の波の性質を調べ、更にそれらの中で特に注目すべき *M. A. wave* の発電機内での挙動、及び発電性能への影響を非定常準一次元MHD方程式を解く事により解明する事を目的とした。尚、ここではカリウムをシードしたヘリウムを作動気体とした。

#### 4. 2 線形摂動法による解析

2温度モデルを仮定した非平衡プラズマの支配方程式、及びMHD流体方程式（第1章参照）を用いて線形摂動解析を行う。ここでは特に、発電機内の電流による誘導磁場は印加磁場に影響を与えないと仮定する事（低磁気レイノルズ数の仮定）に注意したい。電子温度  $T_e$ 、流速  $u_r$ 、電流  $J_\theta$ 、電界  $E_r$  等のすべての変数  $x$  に対して、定常一様解（平衡値）  $x_0$  のまわりで揺らぐ平面波近似の微小擾乱  $\tilde{x} = \delta_x \exp\{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})\}$  を考え、 $x = x_0(1 + \tilde{x})$  の形で表し、2次以上の摂動項を無視する事により、次のような6次の分散関係式を得る。

$$\begin{bmatrix} 6 \times 6 \\ \text{Matrix } A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{n}_{is} \\ \tilde{n}_{in} \\ \tilde{T}_e \\ \tilde{\rho} \\ \tilde{u}_r \\ \tilde{T}_g \end{bmatrix} = (-j\omega) \begin{bmatrix} \tilde{n}_{is} \\ \tilde{n}_{in} \\ \tilde{T}_e \\ \tilde{\rho} \\ \tilde{u}_r \\ \tilde{T}_g \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

ここで *Matrix A* は、 $(-jk)$  を含む  $6 \times 6$  の複素行列であり、その個々の要素については本章の付録に示した。尚、(4.1)式を導くにあたり以下の事柄が仮定されている。

- 1) 用いる座標系は、ディスク型発電機を想定して円筒座標系とする。
- 2) 波数ベクトル  $\vec{k}$  は、作動気体の流れ方向 ( $r$  方向) 成分だけとする。これは次節で示すように非定常準一次元解析においては、ディスク型発電機内の諸量の  $\theta$  方向の一様性を仮定する、即ち波が同心円上に伝播すると仮定する事に対応する。更に、 $k$  は実数成分だけとし波の空間的な成長

には注目しない。

- 3) 定常状態での空間微分項( $\partial x_0/\partial r$ )、及び $x_0/r$ の項は0とする。
- 4) 電子の圧力勾配の効果は考慮するが、輻射損失、熱拡散の効果は無視する。
- 5) 作動気体の粘性散逸及び熱拡散の効果は無視する。
- 6) 外部回路との整合により決定されるホール電流は、非平衡プラズマ及び作動気体の定常状態だけに影響を与える。即ち、ホール電流 $J_r$ の擾乱は0とする。
- 7) シード率は一定とする。

2) の仮定から $\theta$ 方向の電界成分 $E_\theta$ 、及びその擾乱は0となり、また3)及び6)の仮定から $\theta$ 方向の速度成分 $u_\theta$ の擾乱は0となる事が導出される。

初等変換により複素行列  $A$  をヘッセンベルグ行列に変換し、原点移動を伴うLR法<sup>(8)</sup>により固有値( $-j\omega$ )を求めた。6×6の行列 $A$ に対しては6個の固有値が存在し、それぞれ、(1)  $E. T. (K)wave$ 、(2)  $E. T. (H_e)wave$ 、(3)  $I. R. wave$ 、(4)  $M. A. (+)wave$ 、(5)  $M. A. (-)wave$ 、(6)  $T. wave$ に対応する。尚、 $E. T. (K)wave$ 、 $E. T. (H_e)wave$ は、それぞれシード物質であるカリウム及び希ガスであるヘリウムの弱電離に起因する $Electrothermal wave$ を表す。求めた固有値に対して、 $\omega = \omega_r + j\omega_i$  とすると、

$\omega_i > 0$ の時、 減衰

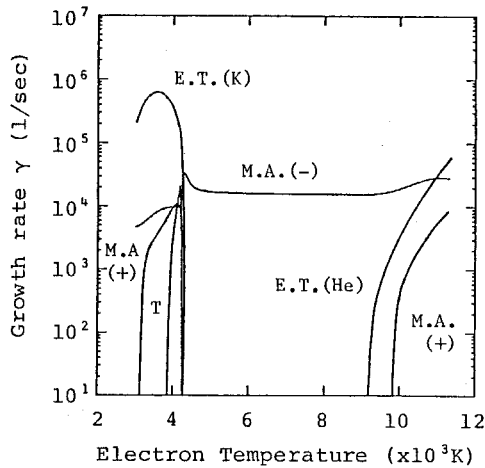
$\omega_i < 0$ の時、 成長

となり、各々の波の安定性が判別できる。また、 $\omega_r/k$ から波の位相速度を知る事ができる。

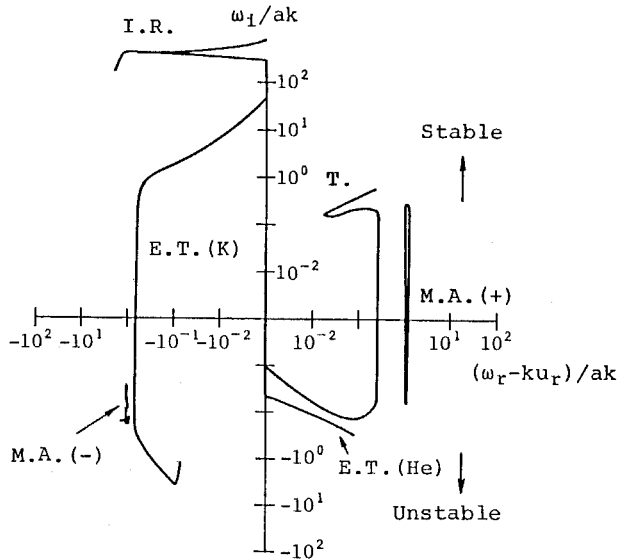
図4. 1は、図中に示した作動条件の下で波数 $k=100(1/m)$ に対して電子温度を変化させて、各々の波の成長及び伝播の様子を示したものである。同図(a)は電子温度に対する各々の波の成長率( $\gamma = -\omega_i(1/sec)$ )を、また同図(b)は各々の波の伝播の性質を示す。例えば、 $(\omega_r - k \cdot u_r)/ak = (\omega_r/k - u_r)/a = \pm 1$ は、流速 $u_r$ で動く座標系から見て $\pm a$ (音速)で伝播する波を表しており、それぞれ $M. A. (+)wave$ 、 $M. A. (-)wave$ に対応する。

これまでの研究からもよく知られているように、シードの弱電離領域( $T_e < 4200K$ )及び希ガスの弱電離領域( $T_e > 9000K$ )においては  $E. T. wave$ が成長(電離不安定が発生)し、その間の領域( $4200K < T_e < 9000K$ )では電離不安定が抑制される事、また $I. R. wave$ は全ての電子温度領域において非常に早く減衰する事がこれらの図からも理解できる。またシードの弱電離領域においては $E. T. wave$ の成長(特性時間は数 $\mu sec$ )に伴い $M. A. (+)wave$ (特性時間は数100 $\mu sec$ )が成長し、また限られた狭い電子温度の範囲(3900K~4200K)において $T. wave$ が成長する事がわかる。一方、希ガスの弱電離領域においても $E. T. wave$ の成長に伴い $M. A. (+)wave$ が成長する。ここで特に注目すべき事は、シード物質が完全に電離し希ガスの電離が顕著でない $T_e = 4200K \sim 9000K$ においては電離不安定が抑制されているにもかかわらず、非平衡プラズマと作動気体との相互作用による $M. A. (-)wave$ が数100 $\mu sec$ の特性時間で成長する事である。

$P_0 = 3.0$  (atm)  
 $T_{g0} = 2000$  (K)  
 $\epsilon = 5 \times 10^{-5}$   
 $M = 2.0$   
 $B = 4.0$  (T)



(a) 電子温度に対する各々の波の成長率  
 $(\gamma = -\omega_i \text{ (1/sec)})$



(b) 各々の波の伝播の性質

図4.1 線形摂動法による各々の波の成長及び伝播の様子

このシード完全電離状況下で存在する *magneto-acoustic* 不安定性についてはこれまでの研究では議論されておらず、シード完全電離によりプラズマを安定化する事で高性能を目指す発電機の性能に与える影響を知る事は重要である。そこで次節においては、シード完全電離状況下の *M. A. wave* の発電機内での挙動、及び発電性能への影響を考察する。更に、シード弱電離状況下での電離不安定と *Magneto-acoustic* 不安定の共存についても議論する。

#### 4.3 *M. A. wave* の発電機内での挙動と発電性能に与える影響

##### (1) シード完全電離状況下の *Magneto-acoustic* 不安定

ここでは非平衡プラズマと作動気体との相互作用の強さが異なる3種類のディスク型発電機を考え、第2章で示した非平衡プラズマの局所熱平衡を仮定した定常準一次元MHD方程式を用いて、その形状を発電機全域で電子温度が5000K (電離不安定に対して安定条件) となるように決定した。作動条件及び発電機内の代表的な諸量をそれぞれ表4.1(a)、(b)に示す。ここで示した3種類の発電機は、同じ電極間距離 ( $L=30\text{cm}$ ) を持ち、シード率の設定値を変える事によりエンタルピー抽出率をそれぞれ、約30% (発電機-A)、約20% (発電機-B)、約10% (発電機-C) としている。



表4. 1 発電機-A、B、Cの作動条件及び代表的な諸量

(a) 作動条件

Working gas	He + K
Thermal Input	100 (MW)
Stagnation gas pressure	3.0 (atm)
Stagnation gas temperature	2000 (K)
Generator length	0.3 (m)
Magnetic field strength	4.0 (T)

(b) 代表的な諸量

Generator	A	B	C
Seed fraction	$3.8 \times 10^{-5}$	$2.5 \times 10^{-5}$	$1.2 \times 10^{-5}$
Enthalpy extraction ratio (%)	30.8	20.6	10.0
Inlet radius (m)	0.235	0.235	0.234
Mach number at the inlet	1.83	1.83	1.82
Mach number at the outlet	1.10	1.30	1.53
Output voltage (kV)	4.52	4.58	4.63
Output current (kA)	6.81	4.49	2.16

上記の線形摂動法を用いて、波数 $k$ に対する波の成長率を発電機-Aの場合について解析した結果を図4. 2に示す。ここでは、発電機入口付近での非平衡プラズマ及び作動気体の諸量を用いた。また、それらの諸量の空間微分を無視した。この図から、この条件では *Magneto-acoustic* 不安定だけが存在し、その時 *M. A. (-) wave* の成長率は波数 $k$ が  $10^2 (1/m)$  以上でほぼ一定となる事、またこの波数の範囲では *M. A. (+) wave* は減衰する事がわかる。この傾向は、他の発電機に対しても同じである。 $k=100 (1/m)$  (波長  $\lambda \sim 6.28 (cm)$ ) に対する各発電機入口付近での *M. A. wave* の成長率を表4. 2に示す。

ここで、 $J_0 B / \rho u_r^2$  はプラズマと作動気体との相互作用の強さを表すパラメータである。この表からプラズマと作動気体との相互作用が強いほど *M. A. (-) wave* の成長率及び *M. A. (+) wave* の減

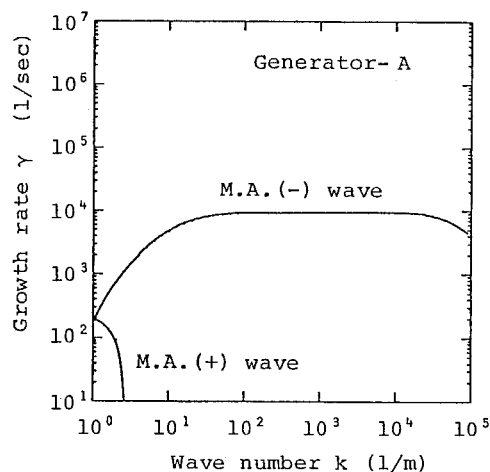


図4. 2 波数 $k$ に対する *M. A. wave* の成長率 ( $T_e=5000K$ )

衰率が大きい事がわかる。

表4. 2  $k=100(1/m)$  (波長 $\lambda \sim 6.28(cm)$ ) に対する  
各発電機入口付近での  $M. A. wave$  の成長率

Generator	A	B	C
$J_{\theta}B/\rho u_{\perp}^2$ (1/m)	1.45	0.95	0.46
$\gamma_{M.A.(-)}$ (1/sec)	$+8.97 \times 10^3$	$+6.21 \times 10^3$	$+3.12 \times 10^3$
$\gamma_{M.A.(+)}$ (1/sec)	$-1.08 \times 10^4$	$-6.60 \times 10^3$	$-2.93 \times 10^3$

次に、上記の線形摂動解析により得られた結果を非平衡プラズマ及びMHD流体の非定常準一次元MHD方程式を解く事により確かめると共に、シード完全電離状況下の  $M. A. wave$  の発電機内での挙動と発電性能に与える影響について調べる。基礎方程式(第1章参照)を円筒座標系を考慮したベクトル形式の非定常準一次元方程式系に変形し、*MacCormack*法<sup>(9)</sup>を用いて解く(詳細は第5章に記述する)。入口境界条件及び初期条件は発電機形状を決定する際用いた定常準一次元MHD方程式の解で与えた。出口境界条件は諸量の2階微分を0とした。また発電機の長さ30(cm)に対して空間きざみを1.5(mm)とし(200分割)、時間きざみは電子温度の緩和時間<sup>(10)</sup>を考慮して0.01 $\mu sec$ とした。

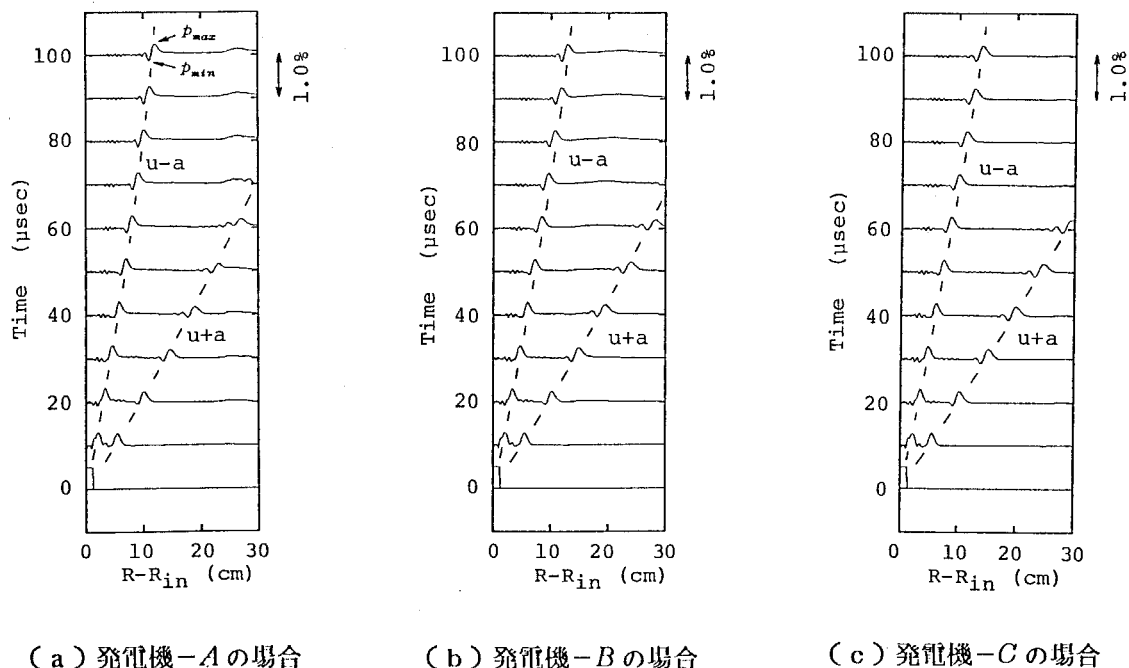


図4. 3 発電機内の圧力分布の時間変化

図4. 3は各々の発電機に対して、初期に+0.5%のパルス状の圧力変動 $\tilde{p}$  (幅 10.5mm)を与えた場合の発電機内の圧力分布の時間変化を示したものである。ただし、初期の圧力分布で規格化されている。この図から、圧力変動が $u_r+a$ 及び $u_r-a$ の位相速度で発電機内を伝播する事がわかる。ここで注意したい事は、発電機出口での流速が音速に近いほど $u_r-a$ の位相速度で伝播する波は発電機内に長く滞在する事である(例えば発電機-Aの場合、その時間はmsecのオーダーを越えるものと予測される)。これら2つの波の成長及び減衰の様子を明らかにするため、図4. 4(a)、(b)に変動の大きさの時間変化を示した。

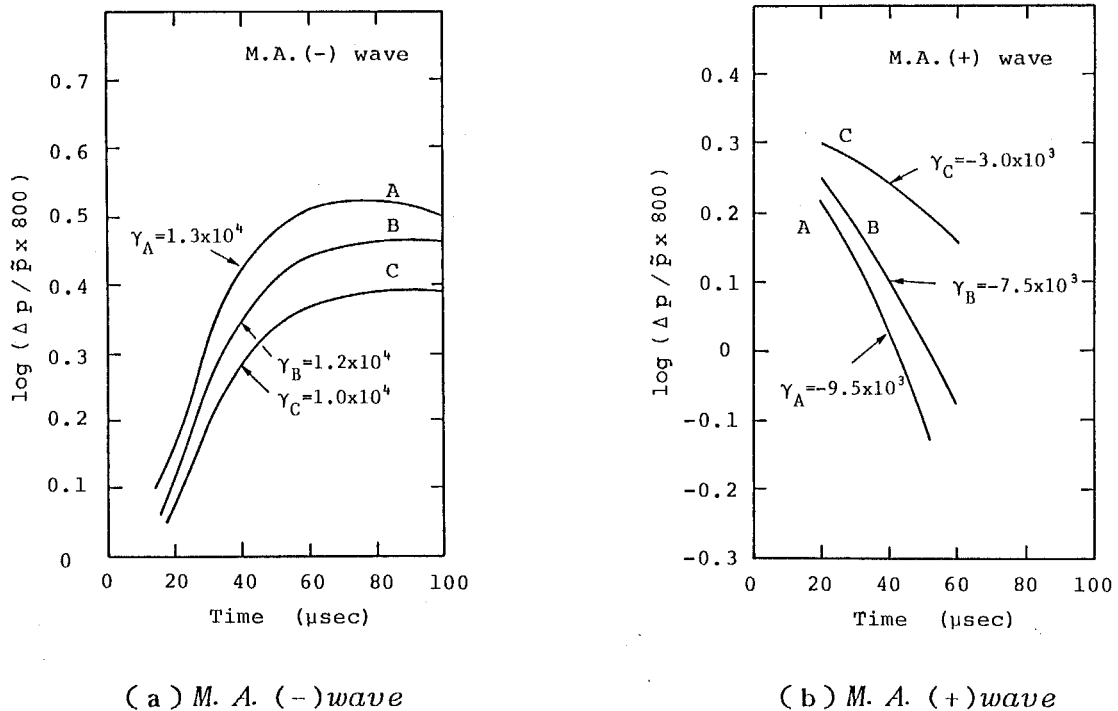
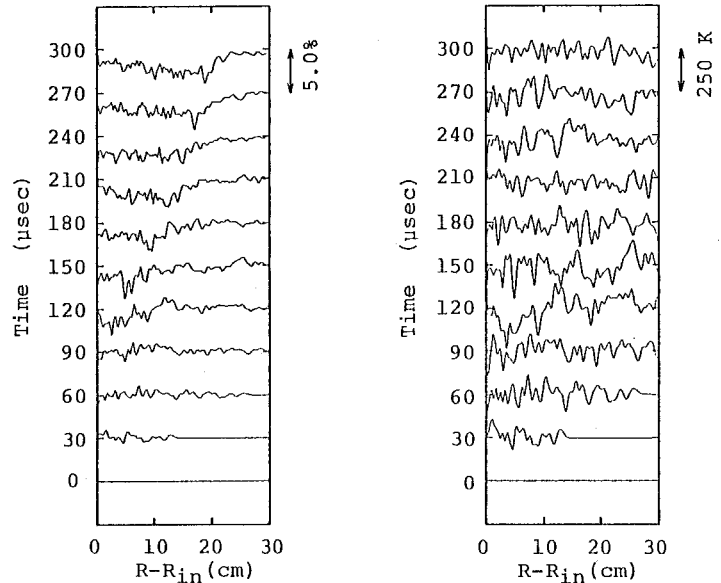


図4. 4 各発電機におけるM. A. waveの成長率 ( $\Delta p = p_{max} - p_{min}$  (図4. 3参照))

これらの図から $u_r-a$ の位相速度で伝播する波は成長し、 $u_r+a$ の位相速度で伝播する波は減衰する事がわかる。この事は上記の線形摂動解析からも予測されており、これらの波はそれぞれM. A. (-)wave 及びM. A. (+)wave に対応すると考えられる。尚、 $B=0$ の場合、即ちMHD効果を含まない流体方程式を用いた場合も $u_r \pm a$ の位相速度で伝播する2つの波が存在するが、それらの波は成長、減衰しない事を確かめた。またこれらの図から明らかなように、プラズマと作動気体との相互作用が強い発電機ほどM. A. (-)waveの成長、及びM. A. (+)waveの減衰が早く、表4. 2に示した線形摂動法による解析結果と一致する。これらの曲線の傾きから代表的な成長率を求めると、 $r_{A-} = 1.3 \times 10^4$ 、 $r_{B-} = 1.2 \times 10^4$ 、 $r_{C-} = 1.0 \times 10^4$ 、また $r_{A+} = -9.5 \times 10^3$ 、 $r_{B+} = -7.5 \times 10^3$ 、 $r_{C+} = -3.0 \times 10^3$ となっている。尚、この波の成長率は、初期に与える圧力変

動 $\tilde{\phi}$ の大きさ (<1%) に依存しない事を確かめた。この非定常解析によって得られた成長率は、初期摂動の成長率を表す表4. 2の値と若干異なるがオーダー的に一致する。即ち、線形摂動解析から予測されたシード完全電離状況下の *Magneto-acoustic* 不安定性が非定常準一次元解析からも確認された。

しかし、図4. 4 (a) から明らかのように、*M. A.* (-) *wave* は約  $80\mu\text{sec}$  以降成長せず、最も相互作用の強い発電機-Aの場合においてもその成長は約2倍に留まる。それ故、発電性能に与える影響はそれほど大きくないと予想される。そこで実際の超音速ノズル内での乱流規模の連続的な圧力変動を想定し、乱数で与えられた発電機入口での圧力変動の発電出力に及ぼす影響を調べた。発電機-Aでの圧力分布及び電子温度分布の時間変化をそれぞれ図4. 5 (a)、(b) に示す。ただし、発電機入口での圧力変動は、発電機の形状を決定した際の入口での値(定常解)を平均値とし、標準偏差を1%とした正規乱数で、 $1\mu\text{sec}$  毎に与えられている。



(a) 作動気体圧力 (b) 電子温度

図4. 5 発電機入口での連続的な圧力変動に対する諸量の分布の時間変化(発電機-A)

これらの図から発電機入口での圧力変動は時間が経つにつれ発電機全域に及び、それに従って電子温度も変動する事がわかる。この時の出力電流の変化を図4. 6に示す。この図から作動気体が発電機入口から出口に到達するのに要する時間である約 $100\mu\text{sec}$  後、出力電流は減少し始める事がわかる。即ち、定常解のまわりで揺らぐ発電機入口での圧力変動は発電出力の平均値を下げる。出力電流の減少の割合は、与えられた圧力変動0.1、0.5、1.0%に対してそれぞれ0.16、0.31、0.63%であり、入口での圧力変動の大きさとほぼ同じオーダーである事がわかる。

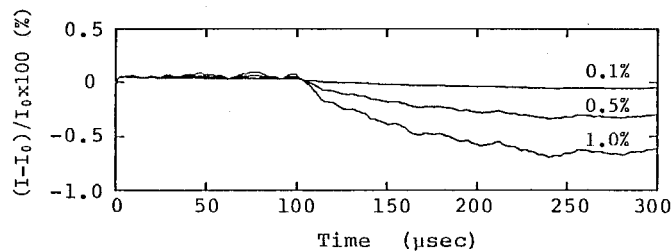


図4. 6 *Magneto-acoustic* 不安定による出力電流の減少(発電機-A)

(2) 電離不安定と *Magneto-acoustic* 不安定の共存

これまでシード完全電離状況下の *Magneto-acoustic* 不安定性とその発電性能に与える影響を解析した。ここではシード弱電離状況、即ち電離不安定が存在する場合の *Magneto-acoustic* 不安定性について考察し、これら2つの不安定性の比較検討を行う。表4.1(a)に示す作動条件の下に、非平衡プラズマの局所熱平衡を仮定した定常準一次元MHD方程式(第2章参照)を用いて、発電機形状を発電機全域で電子温度が3800K(電離不安定に対して不安定条件)となるように決定した。ここではシード率を  $1.8 \times 10^{-5}$  とし、エンタルピー抽出率を約10%としている。この発電機に対して上と同様に線形摂動法、及び非定常準一次元MHD方程式を用いて解析を行う。

発電機入口付近での非平衡プラズマ及び作動気体の諸量が無限に広がっていると仮定し、線形摂動法を用いて波数  $k$  に対する波の成長率を解析した結果を図4.7に示す。この図から、波数  $k$  が  $10^2$  (1/m) 以上の条件では、シード(カリウム)弱電離に起因する *E. T. (K) wave*、更にプラズマと作動気体との相互作用によって生じる *M. A. (-) wave*、*T. wave* が成長する事が理解できる。また  $k=500$  (1/m) (波長  $\lambda \sim 1.26$  (cm)) に対する発電機入口付近でのそれぞれの波の成長率  $\gamma$  及び音速で規格化された特性速度  $(\omega_r/k - u_r)/a$  を表4.3に示す。この表で示されているように、*M. A. (-) wave* は  $u_r - a$  の位相速度を、また *M. A. (+) wave* は  $u_r + a$  の位相速度を持つものに対し、*E. T. (K) wave* 及び *T. wave* は作動気体の流速  $u_r$  にほぼ等しい位相速度を持つ事に注意したい。

表4.3  $k=500$  (1/m) (波長  $\lambda \sim 1.26$  (cm)) に対する波の成長率及び特性速度

	$\gamma$ (1/sec)	$(\omega_r/k - u_r)/a$
E.T. (K)	$6.47 \times 10^4$	$-2.26 \times 10^{-3}$
M.A. (-)	$1.88 \times 10^3$	-1.00
M.A. (+)	$-3.70 \times 10^3$	+1.00
T.	$3.95 \times 10^2$	$-1.19 \times 10^{-4}$

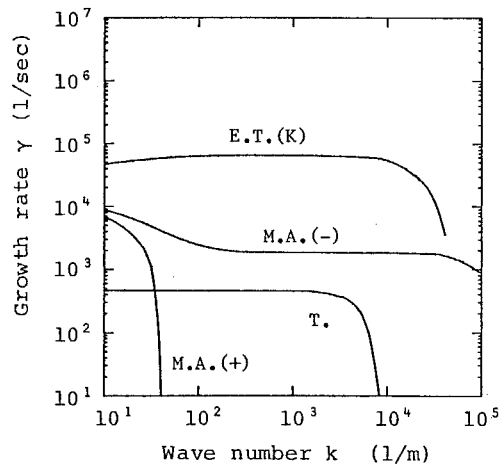


図4.7 波数  $k$  に対する各波の成長率 ( $T_e=3800K$ )

次に、非定常準一次元MHD方程式を解く事によりこれらの波の発電機内での挙動と発電性能に与える影響について調べる。図4. 8 (a)、(b)、(c)はそれぞれ、初期に+0.5%のパルス状の圧力変動 $\tilde{p}$  (幅 10.5mm)を与えた場合の発電機内の圧力分布、電子温度分布、及び作動気体の温度分布の時間変化を示したものである。尚、作動気体温度には擾乱を加えていない。同図(a)から、 $M. A. (-)wave$  及び $M. A. (+)wave$  に対応する圧力変動が $u_r - a$  及び $u_r + a$  の位相速度で発電機内を伝播する事がわかる。ここで注目すべき事は、初期にはみられなかった圧力変動が位相速度 $u_r$  で伝播しながら時間と共に急激に成長する事である。これは、同図(b)及び(c)からわかるように、線形摂動解析で予測したとおり、位相速度 $u_r$  で伝播する $E. T. (K)wave$  の成長による電子温度の大きな変動、また $T. wave$  の成長による作動気体温度の変動に起因するものである事が理解できる。 $E. T. (K)wave$  と $T. wave$  は、初期の圧力変動により引き起こされたものであり、ほぼ同じ位相速度で伝播するため両者を明確に区別する事は不可能であるが、線形摂動解析で示されたそれぞれの波の成長率( $E. T. (K)wave$  の場合 $\sim$ 数 $10\mu sec$ 、 $T. wave$  の場合 $\sim$ 数 $msec$ )から判断して、 $E. T. (K)wave$  の成長によるものが支配的であると考えられる(前章で述べたように、電子温度の局所的な変動は、ローレンツ力及びジュール加熱を介して作動気体の圧力や温度の変動を引き起こす)。これらの事から、電離不安定による $E. T. (K)wave$  の成長に起因する発電機内の作動気体の圧力変動は、 $Magneto-acoustic$ 不安定によるものよりもかなり大きい事がわかる。

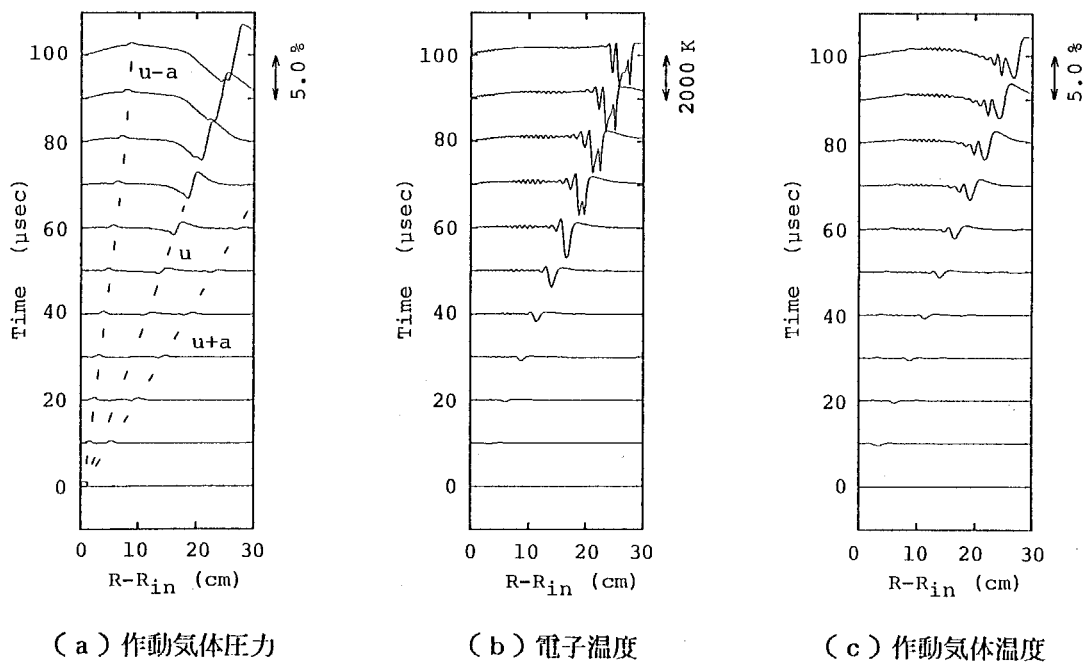


図4. 8 発電機内の諸量の分布の時間変化

次に、電離不安定と *Magneto-acoustic* 不安定が共存するこの発電機に対して、先に示した解析と同様に発電機入口での連続的な圧力変動の発電出力に及ぼす影響を調べる。図4.9(a)、(b)、(c)は、それぞれ発電機内の圧力分布、電子温度分布、及び作動気体の温度分布の時間変化を示したものである。ただし、発電機入口での圧力変動は、発電機の形状を決定した際の入口での値を平均値とし標準偏差を1%とした正規乱数で1 $\mu$ sec毎に与えられている。尚、この場合も入口での作動気体温度には擾乱を加えていない。発電機入口での圧力変動は時間が経つにつれ発電機全域に及び、それに従って電子温度、作動気体温度も変動するが、図4.5と比較すると明らかなように電離不安定による電子温度の変動は大きく、それは発電機内の圧力に大きな変動を引き起こす事がこれらの図からも理解できる(図4.5と図4.9ではスケールが異なる事に注意)。この時の出力電流の変化を図4.10に示す。この図から、電離不安定による *E. T. (K) wave* が十分に成長する数10 $\mu$ sec後出力電流は減少し始め、その後大きく変動する事がわかる。その大きさ(図中での減少の最大値は6.4%)は、シード完全電離状況下の *Magneto-acoustic* 不安定が発電性能に与える影響を示した図4.6の場合(最大でも0.63%)と比較してかなり大きいと言える。

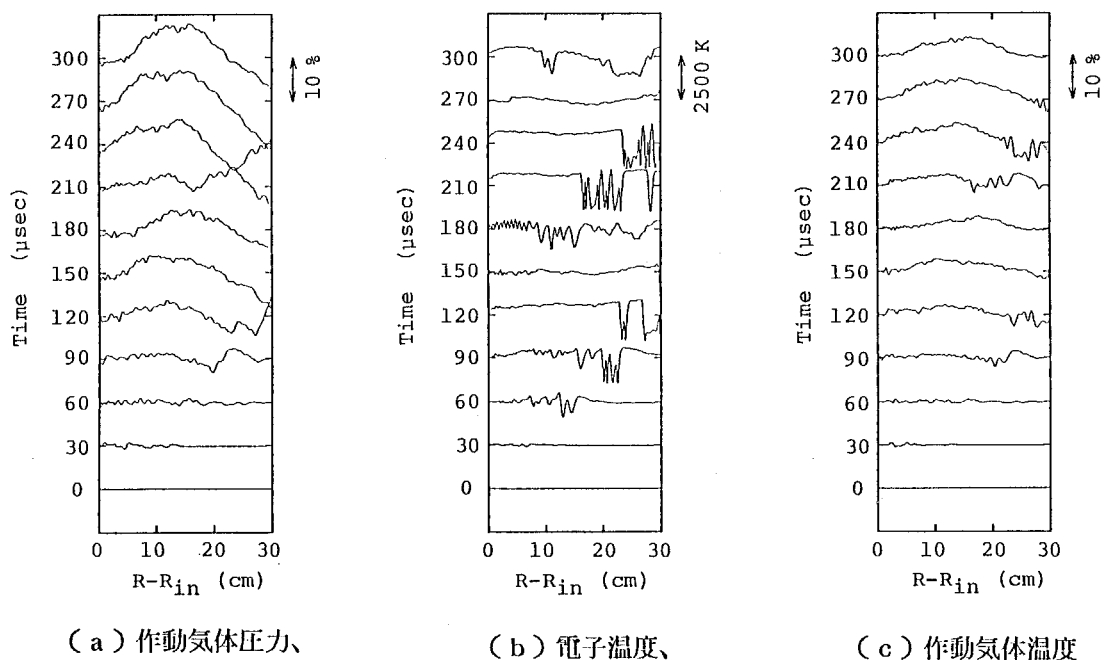


図4.9 発電機入口での連続的な圧力変動に対する諸量の分布の時間変化

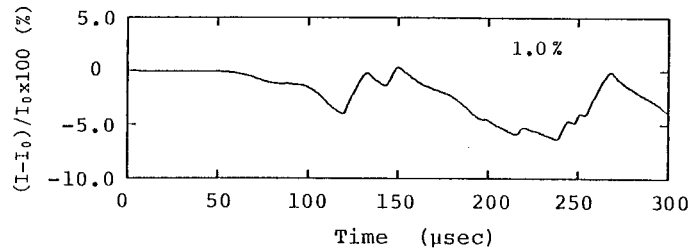


図4. 10 電離不安定と*Magneto-acoustic*不安定による出力電流の変動  
(電離不安定によるものが支配的となる)

これらの事から、発電機内において電離不安定と*Magneto-acoustic*不安定が共存する場合、電離不安定による電子の諸量の変動及びそれによって引き起こされる流体力学的諸量の変動が支配的となり、発電性能の劣化も殆ど電離不安定によるものとなる事が理解できる。

#### 4. 4 まとめ

ディスク型発電機における*Magneto-acoustic*不安定性について解析を行い、以下のような結果を得た。

- (1) 線形摂動法を用いた解析から、電離不安定が抑制され非平衡プラズマが安定となるとされるシード完全電離状況下においても、プラズマと作動気体との相互作用による*Magneto-acoustic*不安定が生じる事を明らかにした。更に、この不安定性による発電機内での圧力擾乱の成長を、非定常準一次元MHD方程式を解く事により確かめた。
- (2) 発電機入口で乱流規模の圧力変動(1%以下)を想定した場合、この不安定性のため発電出力の平均値が低下する事がわかった。しかし、その減少の割合は発電機入口での圧力変動の大きさとほぼ同じオーダーであり、発電性能への影響は電離不安定によるものほど大きくない。即ち、発電機内において電離不安定と*Magneto-acoustic*不安定が共存する場合、電離不安定による諸量の変動及び発電性能の劣化が支配的となる。



(4. 1) 式に示した行列Aは(-jk)を含む6×6の複素行列である。各要素 $A_{ij}$ を以下に示す。ここで、 $n_{is}$ 、 $n_{in}$ は、それぞれシード物質(カリウム)及び希ガス(ヘリウム)のイオンの数密度であり、 $n_{sl}$ 、 $n_{nl}$ は、それぞれの原子の数密度である。また $\alpha_s$ 、 $\alpha_n$ はそれぞれの電離度を示す。尚、添字0は定常一様解(平衡値)を表わす。

$$A_{11} = -B_1 + (-jk)u_{r0}$$

$$A_{12} = -B_2$$

$$A_{13} = -B_3$$

$$A_{14} = -B_4$$

$$A_{15} = (-jk)u_{r0}$$

$$A_{16} = 0$$

$$A_{21} = -B_5$$

$$A_{22} = -B_6 + (-jk)u_{r0}$$

$$A_{23} = -B_7$$

$$A_{24} = -B_8$$

$$A_{25} = (-jk)u_{r0}$$

$$A_{26} = 0$$

$$A_{31} = \{ (B_1B_9 + B_5B_{11} + C_5 - C_{10}) + (-jk)(B_{10} - B_9u_{r0}) \} / B_{13}$$

$$A_{32} = \{ (B_2B_9 + B_6B_{11} + C_6 - C_{11}) + (-jk)(B_{12} - B_{11}u_{r0}) \} / B_{13}$$

$$A_{33} = \{ (B_3B_9 + B_7B_{11} + C_7 - C_{12}) + (-jk)B_{14} \} / B_{13}$$

$$A_{34} = (B_4B_9 + B_8B_{11} + C_8 - C_{13}) / B_{13}$$

$$A_{35} = [ (-C_{14}) + (-jk) \{ B_{15} - (B_9 + B_{11})u_{r0} \} ] / B_{13}$$

$$A_{36} = C_9 / B_{13}$$

$$A_{41} = 0$$

$$A_{42} = 0$$

$$A_{43} = 0$$

$$A_{44} = (-jk)u_{r0}$$

$$A_{45} = (-jk)u_{r0}$$

$$A_{46} = 0$$

$$A_{51} = \frac{1}{\rho_0 u_{r0}} (C_1 J_{\theta 0} B + \sigma_0 u_{r0} B^2 \frac{n_{is0}}{n_{e0}})$$

$$A_{52} = \frac{1}{\rho_0 u_{r0}} (C_2 J_{\theta 0} B + \sigma_0 u_{r0} B^2 \frac{n_{in0}}{n_{e0}})$$

$$A_{53} = \frac{1}{\rho_0 u_{r0}} C_3 J_{\theta 0} B$$

$$A_{54} = \frac{1}{\rho_0 u_{r0}} \{ C_4 J_{\theta 0} B + (-jk) p_0 \}$$

$$A_{55} = \frac{1}{\rho_0 u_{r0}} \{ \sigma_0 u_{r0} B^2 + (-jk) u_{r0} \}$$

$$A_{56} = \frac{1}{\rho_0 u_{r0}} (-jk) p_0$$

$$A_{61} = \frac{1}{\rho_0 c_v T_{g0}} \left\{ -C_{10} + (-jk) \frac{J_{r0} k T_{e0} n_{is0}}{e n_{e0}} \right\}$$

$$A_{62} = \frac{1}{\rho_0 c_v T_{g0}} \left\{ -C_{11} + (-jk) \frac{J_{r0} k T_{e0} n_{in0}}{e n_{e0}} \right\}$$

$$A_{63} = \frac{1}{\rho_0 c_v T_{g0}} \left\{ -C_{12} + (-jk) \frac{J_{r0} k T_{e0}}{e} \right\}$$

$$A_{64} = \frac{1}{\rho_0 c_v T_{g0}} (-C_{13})$$

$$A_{65} = \frac{1}{\rho_0 c_v T_{g0}} (J_{\theta 0} B u_{r0}) + (-jk) (r-1) u_{r0}$$

$$A_{66} = (-jk) u_{r0}$$

ここで、

$$A_1 = (m_s + m_n \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon})^{-1}$$

$$A_2 = (m_s \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} + m_n)^{-1}$$

$$A_3 = 1.09 \times 10^{-20}$$

$$A_4 = 1.09 \times 10^{-20} 2 \frac{g_s^+}{g_s} \left( \frac{2\pi m_e k}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

$$A_5 = 1.09 \times 10^{-20} 2 \frac{g_n^+}{g_n} \left( \frac{2\pi m_e k}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

$$A_6 = \frac{4}{3} (0.58 \times 10^{-17}) \left( \frac{8k}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$A_7 = \frac{4}{3} (5.65 \times 10^{-20}) \left( \frac{8k}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$A_8 = (5.85 \times 10^{-10}) \left( \frac{8k}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$A_9 = 1.27 \times 10^7$$

$$B_1 = k_{fs0} (n_{s10} - n_{is0}) - 2n_{e0} n_{is0} k_{r0} - n_{e0}^2 k_{r0} - n_{e0} k_{fs0}$$

$$B_2 = \frac{n_{is0}}{n_{is0}} \{ (n_{s10} - n_{is0}) k_{fs0} - 2n_{e0} n_{is0} k_{r0} \}$$

$$B_3 = \frac{1}{n_{is0}} \left\{ \frac{9}{2} n_{e0}^2 n_{is0} k_{r0} + n_{e0} (n_{s10} - n_{is0}) k_{fs0} (\epsilon_s / kT_{e0} - 3) \right\}$$

$$B_4 = \frac{n_{e0}}{n_{is0}} n_{s10} k_{fs0}$$

$$B_5 = \frac{n_{is0}}{n_{in0}} \{ (n_{n10} - n_{in0}) k_{fn0} - 2n_{e0} n_{in0} k_{r0} \}$$

$$B_6 = k_{fn0} (n_{n10} - n_{in0}) - 2n_{e0} n_{in0} k_{r0} - n_{e0}^2 k_{r0} - n_{e0} k_{fn0}$$

$$B_7 = \frac{1}{n_{in0}} \left\{ \frac{9}{2} n_{e0}^2 n_{in0} k_{r0} + n_{e0} (n_{n10} - n_{in0}) k_{fn0} (\epsilon_n / kT_{e0} - 3) \right\}$$

$$B_8 = \frac{n_{e0}}{n_{in0}} n_{n10} k_{fn0}$$

$$B_9 = \left( \frac{3}{2} kT_{e0} + \epsilon_s \right) n_{is0}$$

$$B_{10} = \left( u_{r0} - \frac{J_{r0}}{en_{e0}} \right) \left( \frac{3}{2} kT_{e0} + \epsilon_s \right) + \left( \frac{5}{2} kT_{e0} n_{e0} + \epsilon_s n_{is0} + \epsilon_n n_{in0} \right) \frac{J_{r0}}{en_{e0}^2} n_{is0}$$

$$B_{11} = \left( \frac{3}{2} kT_{e0} + \epsilon_n \right) n_{in0}$$

$$B_{12} = \left( u_{r0} - \frac{J_{r0}}{en_{e0}} \right) \left( \frac{3}{2} kT_{e0} + \epsilon_n \right) + \left( \frac{5}{2} kT_{e0} n_{e0} + \epsilon_s n_{is0} + \epsilon_n n_{in0} \right) \frac{J_{r0}}{en_{e0}^2} n_{in0}$$

$$B_{13} = \frac{3}{2} kT_{e0} n_{e0}$$

$$B_{14} = \left( u_{r0} - \frac{J_{r0}}{en_{e0}} \right) \left( \frac{3}{2} kT_{e0} n_{e0} \right)$$

$$B_{15} = \left( \frac{5}{2} kT_{e0} n_{e0} + \epsilon_s n_{is0} + \epsilon_n n_{in0} \right) u_{r0}$$

$$C_1 = \frac{1}{\nu_{e0}} (-A_6 T_{e0}^{\frac{1}{2}} + A_8 T_{e0}^{-\frac{3}{2}} \ln \lambda - \frac{1}{2} A_8 T_{e0}^{-\frac{3}{2}}) n_{is0}$$

$$C_2 = \frac{1}{\nu_{e0}} (-A_7 T_{e0}^{\frac{1}{2}} + A_8 T_{e0}^{-\frac{3}{2}} \ln \lambda - \frac{1}{2} A_8 T_{e0}^{-\frac{3}{2}}) n_{in0}$$

$$C_3 = \frac{1}{2} + \frac{1}{\nu_{e0}} (-2A_8 T_{e0}^{-\frac{3}{2}} \ln \lambda + \frac{3}{2} A_8 T_{e0}^{-\frac{3}{2}}) n_{e0}$$

$$C_4 = \frac{1}{\nu_{e0}} (A_6 n_{s10} T_{e0}^{\frac{1}{2}} + A_7 n_{n10} T_{e0}^{\frac{1}{2}})$$

$$C_5 = n_{is0} \left[ \frac{1}{n_{e0}} + \left( -\frac{A_6 T_{e0}^{\frac{1}{2}}}{m_s} + \frac{A_8 T_{e0}^{-\frac{3}{2}}}{m_s} \ln \lambda - \frac{1}{2} A_8 T_{e0}^{-\frac{3}{2}} \frac{1}{n_{e0}} \left( \frac{n_{is0}}{m_s} + \frac{n_{in0}}{m_n} \right) \right) \left\{ \sum_j \frac{(\nu_{e-j})_0}{m_j} \right\}^{-1} \right] A_0$$

$$C_6 = n_{in0} \left[ \frac{1}{n_{e0}} + \left( -\frac{A_7 T_{e0}^{\frac{1}{2}}}{m_n} + \frac{A_8 T_{e0}^{-\frac{3}{2}}}{m_n} \ln \lambda - \frac{1}{2} A_8 T_{e0}^{-\frac{3}{2}} \frac{1}{n_{e0}} \left( \frac{n_{is0}}{m_s} + \frac{n_{in0}}{m_n} \right) \right) \left\{ \sum_j \frac{(\nu_{e-j})_0}{m_j} \right\}^{-1} \right] A_0$$

$$C_7 = \left[ \left( \frac{T_{e0}}{T_{e0} - T_{g0}} + \frac{1}{2} \right) + \left\{ \sum_j \frac{(\nu_{e-j})_0}{m_j} \right\}^{-1} \left( \frac{n_{is0}}{m_s} + \frac{n_{in0}}{m_n} \right) \left( -2 \ln \lambda + \frac{3}{2} \right) A_8 T_{e0}^{-\frac{3}{2}} \right] A_0$$

$$C_8 = \left( A_6 \frac{n_{s10}}{m_s} + A_7 \frac{n_{n10}}{m_n} \right) T_{e0}^{\frac{1}{2}} \left\{ \sum_j \frac{(\nu_{e-j})_0}{m_j} \right\}^{-1} A_0$$

$$C_9 = -\frac{T_{g0}}{T_{e0} - T_{g0}} A_0$$

$$C_{10} = \left( \frac{J_{r0}^2 - J_{\theta 0}^2}{J_{r0}^2 + J_{\theta 0}^2} C_1 - \frac{n_{is0} J_{r0}^2 - J_{\theta 0}^2 + 2\beta_0 J_{r0} J_{\theta 0}}{n_{e0} (J_{r0}^2 + J_{\theta 0}^2)} \right) A_0$$

$$C_{11} = \left( \frac{J_{r0}^2 - J_{\theta 0}^2}{J_{r0}^2 + J_{\theta 0}^2} C_2 - \frac{n_{in0} J_{r0}^2 - J_{\theta 0}^2 + 2\beta_0 J_{r0} J_{\theta 0}}{n_{e0} (J_{r0}^2 + J_{\theta 0}^2)} \right) A_0$$

$$C_{12} = \frac{J_{r0}^2 - J_{\theta 0}^2}{J_{r0}^2 + J_{\theta 0}^2} C_3 A_0$$

$$C_{13} = \frac{J_{r0}^2 - J_{\theta 0}^2}{J_{r0}^2 + J_{\theta 0}^2} C_4 A_0$$

$$C_{14} = \frac{2J_{\theta 0} (J_{\theta 0} - \beta_0 J_{r0})}{J_{r0}^2 + J_{\theta 0}^2} A_0$$

$$A_0 = \delta \frac{3}{2} n_{e0} k (T_{e0} - T_{g0}) \sum_j \frac{m_e}{m_j} (\nu_{e-j})_0$$

$$k_{r0} = A_3 T_{e0}^{-\frac{9}{2}}$$

$$k_{fs0} = A_4 T_{e0}^{-3} \exp(-\varepsilon_s / kT_{e0})$$

$$k_{fn0} = A_5 T_{e0}^{-3} \exp(-\varepsilon_n / kT_{e0})$$

$$k_{st0} = A_1 \rho_0$$

$$n_{nt0} = A_2 \rho_0$$

$$n_{is0} = \alpha_s n_{st0}$$

$$n_{in0} = \alpha_n n_{nt0}$$

$$n_{e0} = n_{is0} + n_{in0}$$

$$\lambda = A_9 T_{e0}^{\frac{3}{2}} / n_{e0}^{\frac{1}{2}}$$

#### References of Chapter 4

- 1) Hougen, M. L. and McCune, J. E., "Magnetohydrodynamic Instabilities in a Weakly Ionized, Radiating Plasma." AIAA Journal, Vol. 9, No. 10, Oct. 1971, pp. 1947-1956.
- 2) Kerrebrock, J. L., "Nonequilibrium Ionization Due to Electron Heating: I Theory," AIAA Journal, Vol. 2, No. 6, June 1964, pp. 1072-1080.
- 3) Solbes, A., "Quasi-Linear Plane Wave Study of Electrothermal Instabilities," Proceedings of a Symposium on Magnetohydro-dynamic Electrical Power Generation, Vol. 1, Warsaw, 1968, pp. 499-518.
- 4) Brederlow, G. and Witte, K. J., "Effective Electrical Conductivity and Related Properties of a Nonequilibrium High Pressure MHD Plasma," AIAA Journal, Vol. 12, No. 1, Jan. 1974, pp. 83-90.
- 5) Nakamura, T. and Riedmüller, W., "Stability of Nonequilibrium MHD Plasma in the Regime of Fully Ionized Seed," AIAA Journal, Vol. 12, No. 5, May 1974, pp. 661-668.
- 6) Yamasaki, H. and Shioda, S., "MHD Power Generation with Fully Ionized Seed," Journal of Energy, Vol. 1, No. 5, Sept. -Oct. 1977, pp. 301-305.
- 7) Yoshikawa, Y., Kabashima, S., Yamasaki, H. and Shioda, S., "Dynamic Properties of Nonequilibrium Plasma in Disk MHD Generator," Journal of Propulsion and Power, Vol. 1, No. 6, Nov. -Dec. 1985, pp. 425-431.
- 8) HITACプログラムプロダクト数値計算プログラムライブラリMSL-II、第1分冊行列計算、pp. 59-60.
- 9) MacCormack, R. W., "The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Cratering," AIAA Hypervelocity Impact Conference, AIAA Paper, No. 69-354, 1969.
- 10) Hara, T., Veefkind, A. and Rietjens, L. H. Th., "Numerical Simulation of the Inhomogeneous Discharge Structure in Noble Gas MHD Generator," AIAA Journal, Vol. 20, No. 11, Nov. 1982, pp. 1473-1480.

## 第5章 高エンタルピー抽出発電機の負荷特性

### 5.1 はじめに

第2章の方法で設計されたような高エンタルピー抽出ディスク型発電機の性能を更に詳しく把握するためには、様々な負荷条件に対して発電機が持つ電氣的、流体力学的特性を把握し、その負荷特性に与える効果を知る必要がある。

これまでに報告されているディスク型発電機の負荷特性は、電離不安定性の影響に重点を置いたものが多く<sup>(1-3)</sup>、特に数値解析においては、この不安定性の解明に焦点が絞られ、相互作用の強い高エンタルピー抽出発電機に対する負荷特性を種々の負荷条件に対して解析した例はない。また、最近行われている高エンタルピー抽出の発電実験<sup>(4-7)</sup>では、非定常なプラズマによる作動気体圧力の変動や相互作用が非常に強い負荷条件における衝撃波の発生等が報告されており、それらの負荷条件との関連については、更に詳しく検討する必要がある。

第2章では、高エンタルピー抽出発電機の性能を、実効ホール係数、実効電気伝導度(2.2)及び(2.3)式)を用いた定常方程式を解く事により調べたため、第3章で考察したような電離不安定に起因した非定常プラズマによる発電出力や作動気体の流れ場の変動が負荷特性に与える影響を検討する事ができなかった。また、そこでは発電機内で衝撃波が発生するような負荷条件に対する発電性能については推察せざるを得なかった。

そこで本章では、定常方程式を包括する、第3、4章で用いた非平衡プラズマ及び作動気体の非定常準一次元MHD方程式を解く事により、発電機内で衝撃波が発生する負荷条件からインバータ内のサイリスタの転流失敗時に想定される逆電圧印加の負荷条件まで広い範囲に渡るディスク型発電機の負荷特性を調べると共に、第2章で用いた定常方程式による発電機の性能解析の有効範囲を明らかにする事を目的とした。ここでは、商用発電機より現実的で、次期の発電機と考えられる熱入力100MW級の高エンタルピー抽出発電機を取り扱う。尚、作動気体は、高出力密度が期待されるカリウムをシードしたヘリウムを想定する(第2章参照)。

## 5. 2 発電機の形状及び作動条件の決定

ここで用いる発電機の形状は、適当な負荷抵抗に対して発電機全域でシード完全電離の条件が満たされ、その時エンタルピー抽出率が約20%となるように決定される。発電機形状及び作動条件の決定に際して、以下の制約条件を設けた（以下の条件(a)、(b)中の数値は発電機を設計する上で重要なパラメータであるが、現時点では実験的に明らかにされておらず、一般に望ましいとされている値である）。適当な負荷抵抗に対して、

- (a) 平均ホール電界強度が $200V/cm$ 以下である事、
- (b) 平均ホール電流密度が $3A/cm^2$ 以下である事、
- (c) 発電機出口のマッハ数が $1.1 \sim 1.2$ である事、
- (d) 発電機入口の澱み点圧力、澱み点温度及び磁場の強さ、ホットダクトの径、超音速ノズルの長さ、発電機の長さ等が妥当性を得ている事。

項目(a)は、ヘリウムを用いる事による絶縁破壊（第2章参照）を考慮したもので、これによりホール係数は若干低く設定される。項目(b)、(c)は、それぞれ電極の損傷、及び発電機の断熱効率を考慮したものである。発電機形状及び作動条件の決定は、非平衡プラズマの局所熱平衡を仮定した定常準一次元MHD方程式（第2章参照）を解くことにより行った（本章では、定常方程式を用いた解析を「定常解析」と呼ぶ）。これは、この定常解析に要する計算時間が短く、数多くの作動条件に対して比較的容易に検討できる上、後述べるように発電機全域でプラズマが安定となる場合には、この定常解析結果は非定常解析結果とよく一致する事による。

種々の作動条件に対する計算を行った結果、澱み点温度 $2000K$ 、澱み点圧力 $5atm$ 、シード率 $3 \times 10^{-5}$ 、発電機入口マッハ数2という作動条件及び、図5.1に示す様なディスク型発電機形状を決定した。ただし、図中に示した磁場分布が考慮されている。ヘリウムは音速が大きいため出力密度が大きくなり、電極間距離は $0.3m$ と短くなっている。本発電機では、適当な負荷抵抗 $1.35\Omega$ に対して平均ホール電界強度 $175V/cm$ 、平均ホール電流密度 $2.68A/cm^2$ 、発電機出口マッハ数 $1.16$ であり、作動条件等も前述の制約条件を満足している。尚、この発電機は実験機を想定し、商用発電機に比べて低いエンタルピー抽出率（ $\sim 20\%$ ）及び若干低いホール係数（ $\sim 5$ ）を設定しているため断熱効率は $43.2\%$ と低いが、熱入力 $1000MW$ 級の商用発電機では、第2章で述べたように磁場が強くなる発電機入口での澱み点圧力、マッハ数も本動作条件より低く、しかもより高いエンタルピー抽出率が設定されるので、高い断熱効率（ $70\%$ 以上）が期待できる。以下、この発電機に対して非定常準一次元解析を行い発電性能を評価するが、ここで得られた結果は高効率の商用発電機に対しても適用可能である。



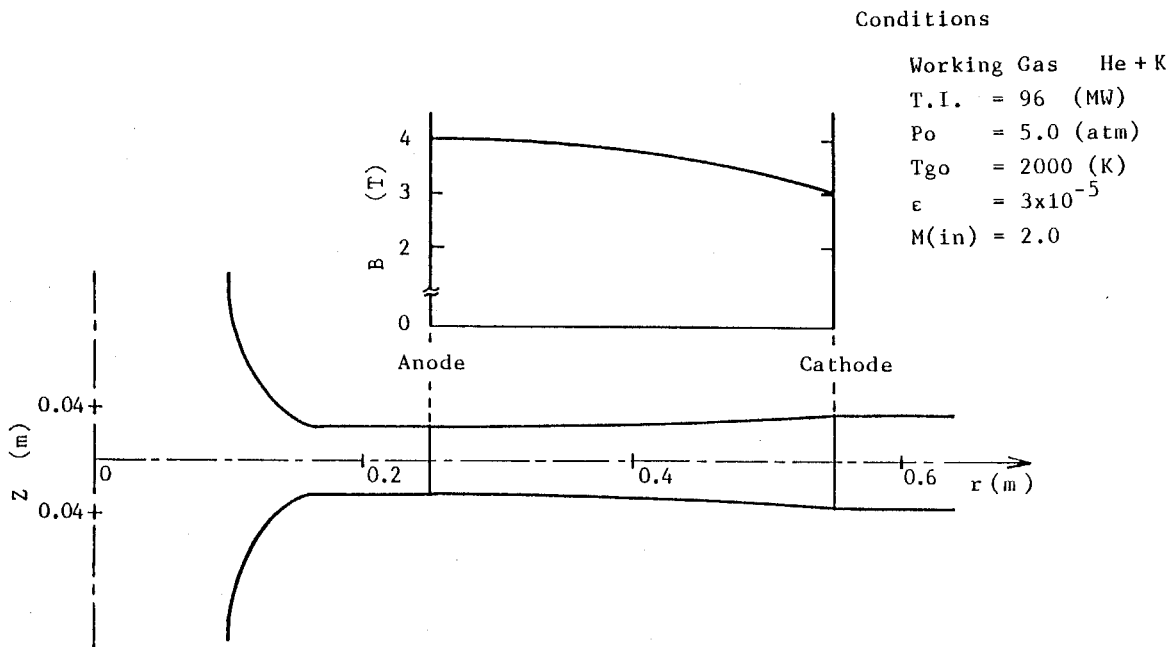


図5.1 高エネルギー抽出ディスク型発電機の断面図

### 5.3 強いMHD相互作用をもつ発電機の負荷特性

#### (1) 解析手法

第3章で示したように非定常準一次元解析は実験結果を比較的良好に説明し得る上、よく知られている様に定常的な衝撃波を取り扱う場合においても非定常計算を行う必要がある<sup>(8)</sup>ため、本解析においても非平衡プラズマ及び、作動気体の両方程式系を非定常準一次元方程式として取り扱った。基礎方程式(第1章参照)を円筒座標系を考慮した非定常一次元方程式系に変形すると、一般にベクトル形式を用いて次式のように表される。

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = -\frac{\partial \vec{F}}{\partial r} + \vec{C} \quad (5.1)$$

ここで

$$\vec{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ m_r \\ m_\theta \\ E \\ \rho_K^+ \\ \rho_{He}^+ \\ U_e \end{bmatrix}, \quad \vec{F} = \begin{bmatrix} m_r \\ \frac{m_r^2}{\rho} + p' \\ \frac{m_r m_\theta}{\rho} \\ (E + p') \frac{m_r}{\rho} \\ \frac{m_r \rho_K^+}{\rho} \\ \frac{m_r \rho_{He}^+}{\rho} \\ (U_e + p_e) u_{er} \end{bmatrix}, \quad \vec{C} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{A} \frac{dA}{dr} m_r \\ -\frac{1}{A} \frac{dA}{dr} \frac{m_r^2}{\rho} + \frac{m_\theta^2}{r\rho} + J_\theta B - P_L \\ -\frac{1}{A} \frac{dA}{dr} \frac{m_r m_\theta}{\rho} - \frac{m_r m_\theta}{r\rho} - J_r B \\ -\frac{1}{A} \frac{dA}{dr} (E + p') \frac{m_r}{\rho} + J_r E_r - Q_L \\ -\frac{1}{A} \frac{dA}{dr} m_r \frac{\rho_K^+}{\rho} + \dot{\rho}_K^+ \\ -\frac{1}{A} \frac{dA}{dr} m_r \frac{\rho_{He}^+}{\rho} + \dot{\rho}_{He}^+ \\ -\frac{1}{A} \frac{dA}{dr} (U_e + p_e) u_{er} + u_{er} \frac{\partial p_e}{\partial r} + \frac{|J|^2}{\sigma} \\ -\langle COLL \rangle - Q_r \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned} m_r &= \rho u_r, & m_\theta &= \rho u_\theta, & E &= \rho \left( C_v T_g + \frac{|\vec{u}|^2}{2} \right) \\ \rho_K^+ &= m_K n_K^+, & \dot{\rho}_K^+ &= m_K \dot{n}_K^+, & \rho_{He}^+ &= m_{He} n_{He}^+, & \dot{\rho}_{He}^+ &= m_{He} \dot{n}_{He}^+ \\ U_e &= \frac{3}{2} n_e k T_e + \varepsilon_K n_K^+ + \varepsilon_{He} n_{He}^+ \end{aligned}$$

解法としては、この種の計算においてよく用いられる次のMacCormack法<sup>(9)</sup>を用いた。

$$\begin{aligned} \vec{U}_j^* &= \vec{U}_j^n - \Delta t \left\{ \frac{\vec{F}(\vec{U}_{j+1}^n) - \vec{F}(\vec{U}_j^n)}{\Delta r} \right\} + \Delta t \vec{C}(\vec{U}_j^n) \\ \vec{U}_j^{n+1} &= \frac{1}{2} \left[ \vec{U}_j^n + \vec{U}_j^* - \Delta t \left\{ \frac{\vec{F}(\vec{U}_j^*) - \vec{F}(\vec{U}_{j-1}^*)}{\Delta r} \right\} + \Delta t \vec{C}(\vec{U}_j^*) \right] \end{aligned} \quad (5.2)$$

ただし、 $\Delta t$ 、 $\Delta r$ はそれぞれ時間、空間きざみである。詳しくは参考文献(8)を参照されたい。

一般に、衝撃波を取り扱う数値計算においては、ナビエ・ストークス方程式における粘性効果だけでは数値不安定性を防ぐことができないため、人工粘性項が必要とされる<sup>(8)</sup>。人工粘性項を用いた場合衝撃波領域についての詳細な情報は失われるが、衝撃波を横切る諸性質は正しく保存される。そこで本解析においても、発電機内で衝撃波が発生するような負荷条件に対してのみノイマン、リヒトマイヤー法<sup>(8)</sup>に従い、以下のように圧力項 $p$ に対して人工粘性項を付け加えた。

$$p' = \begin{cases} p + \rho(a\Delta r)^2 \left| \frac{\partial u_r}{\partial r} \right|^2 & \left( \frac{\partial u_r}{\partial r} < 0 \right) \\ p & \left( \frac{\partial u_r}{\partial r} \geq 0 \right) \end{cases} \quad (5.3)$$

式中の $a$ は、衝撃波の厚さと衝撃波前後の振動が最小になるように選ばれる定数であり、1のオーダーである事からここでは $a = 2$ とした。

ホール電流 $I$ は、第3章で述べたようにオームの式を $r$ で積分し、外部負荷抵抗と整合させる事により求める事ができる。即ち、

$$\int_{r_{in}}^{r_{out}} (\beta u_r B + u_\theta B + \frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial r}) dr - I \cdot \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{1 + \beta^2}{\sigma A} dr = I \cdot R_L \quad (5.4)$$

発電機入口での境界条件は、電子温度を3500Kとし、電子密度をその温度でのサハ平衡値で与えた。この条件は、超音速ノズル内の電離過程を発電機の $r-z$ 平面において数値解析した結果<sup>(10)</sup>から判断して妥当であると考えられる。また設定された澱み点圧力、温度と入口マッハ数から等エントロピー関係式を用いて入口での流体諸量を決定した。出口境界条件は諸量の2階微分を0とした。初期条件は発電機形状を決定する際用いた定常準一次元MHD方程式の解で与えたが、以下に示す解析結果はこれに依存しないことを確認した。また発電機の長さ0.3mに対して200分割し、 $\Delta r$ を1.5mmとし、 $\Delta t$ は電子温度の緩和時間<sup>(11)</sup>を考慮して0.01 $\mu$ secとした。クーラン数の制約条件<sup>(8)</sup>は満足されている。

## (2) 解析結果

種々の負荷条件に対して上記の非定常方程式を用いて発電機内の電氣的、流体力学的諸量の定常解を求めた。本発電機に対する電圧-電流特性の解析結果を図5.2に示す。この図において、負のホール電圧はアノードに対してカソードの電位が負になるような逆電圧が印加されている事を示している。この状況は、次の章で述べるように、インバータ内のサイリスタの転流失敗時に生じ、MHD推進の様子を示している。また図中には発電機形状決定の際に用いた定常準一次元解析による結果も同時に示され、その結果の中で発電機全域でシード完全電離によりプラズマが安定となる場合を破線で、また発電機内でプラズマが不安定となる領域が存在する場合を点線で示した。ただし、定常解析においては、第2章で述べたように実効ホール係数 $\beta_{eff}$ 、実効電気伝導度 $\sigma_{eff}$ を次式で与えた<sup>(12-14)</sup>。

$$\beta_{eff} = \beta, \quad \sigma_{eff} = \sigma \quad (\beta < \beta_{crit}, \text{ 安定条件})$$

$$\beta_{eff} = \beta_{crit} \sigma_{eff} = \frac{\beta_{crit}}{\beta} \sigma$$

( $\beta > \beta_{crit}$ 、不安定条件)

尚、非定常解析では発電機入口での電子温度を3500Kと低く設定するのに対し、定常解析では発電機入口においても非平衡プラズマの局所熱平衡を仮定するため、 $\beta < \beta_{crit}$  に対する定常解析結果(破線)は発電性能の理想値を与える事になる。ここでは、図5.2に示した電圧-電流特性を定常解析における安定プラズマ負荷条件(1.5~1.0Ω)、それより抵抗値の低い電離不安定負荷条件(0.8~0.1Ω)、抵抗値の高い衝撃波発生負荷条件(2.0~10.0Ω)、更に逆電圧印加負荷条件の4つの負荷条件に分類し、それぞれの負荷条件における電氣的、流体力学的諸量の特徴を明らかにし、高エンタルピー抽出発電機の性能を議論する。

(2.0~10.0Ω)、更に逆電圧印加負荷条件の4つの負荷条件に分類し、それぞれの負荷条件における電氣的、流体力学的諸量の特徴を明らかにし、高エンタルピー抽出発電機の性能を議論する。

(a) 安定プラズマ負荷条件(1.5~1.0Ω)

本発電機において最大の発電出力(エンタルピー抽出率約21%)が得られる負荷抵抗1.35Ωに対して、定常及び非定常解析から得られた電子温度分布を、線形摂動法から求めた電離不安定に対する安定領域( $\beta < \beta_{crit}$ )と

共に図5.3(a)に示す。また代表的な電氣的、流体力学的諸量を表5.1中の(a)に示す。定常解析ではシード完全電離により安定したプラズマが発電機全域で実現することが示され、また発電機入口の電子温度を3500Kに下げた非定常解析においても入口のごく一部を除いてシード完全電離状況が高エンタルピー抽出下で実現する事が示されている。表5.1からもわかるように両者はよく一致しており、この場合入口電子温度を下げた影響はほとんど見られない。この事は、図5.2の電圧-電流特性に示したように、負荷抵抗1.35Ωに対して非定常解析結果は定常解析結果とほぼ一致する事に対応し、ほぼ理想的な発電性能が得られる事を示している。負荷抵抗1.5Ωの場合も同様に図5.3(b)、表5.1中の(b)に示すが、両者の一致はより顕著になり、このような負荷条件では定常解析においても発電性能が評価し得ると言える。

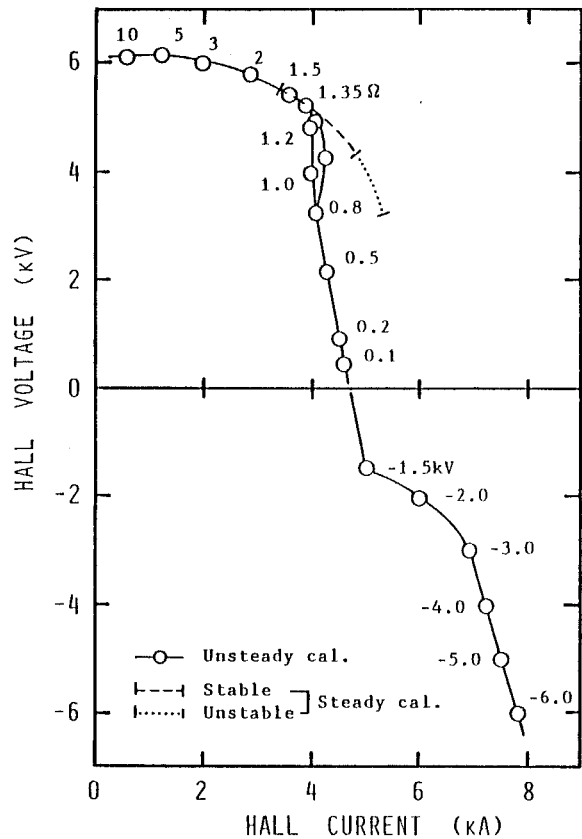
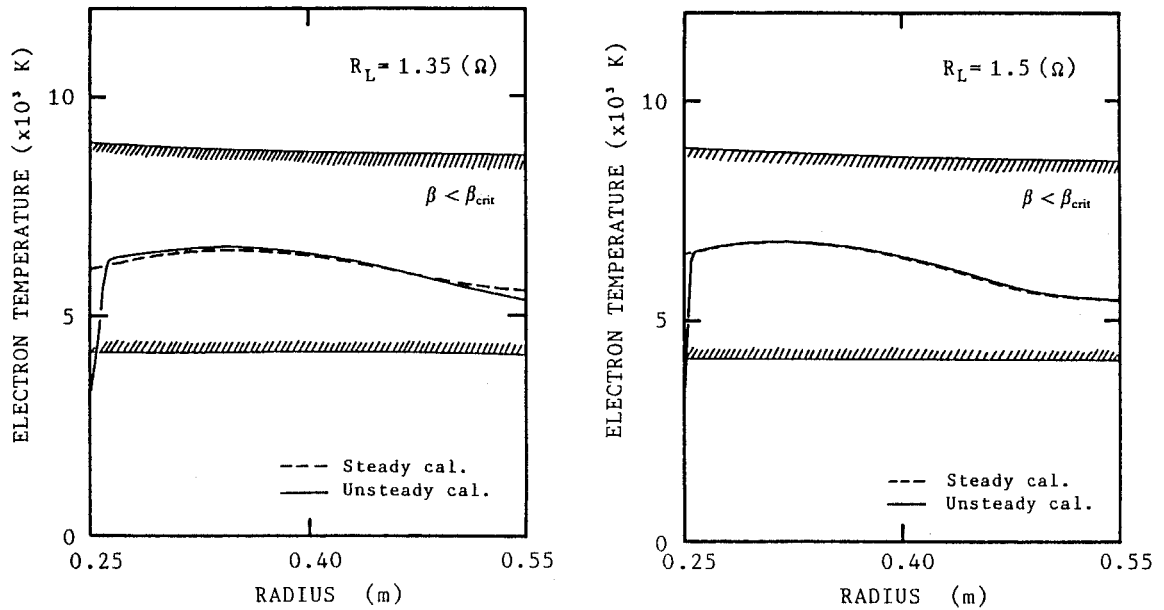


図5.2 電圧-電流特性

(破線、及び点線はそれぞれ定常解析における安定プラズマ、及び不安定プラズマに対応する)



(a) 負荷抵抗1.35Ωの場合

(b) 負荷抵抗1.50Ωの場合

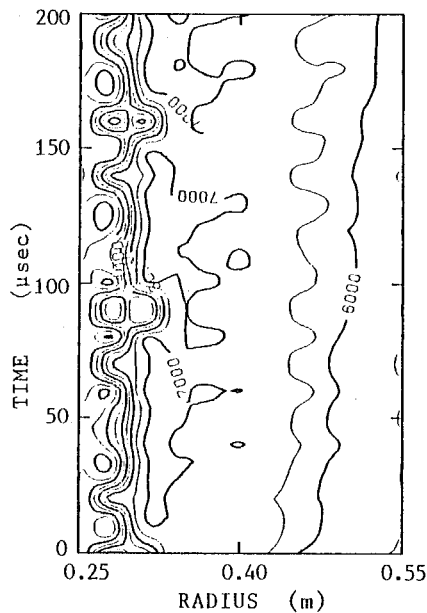
図5.3 安定プラズマ負荷条件における電子温度分布（破線は定常解析結果）

表5.1 代表的な電気的、流体力学的諸量

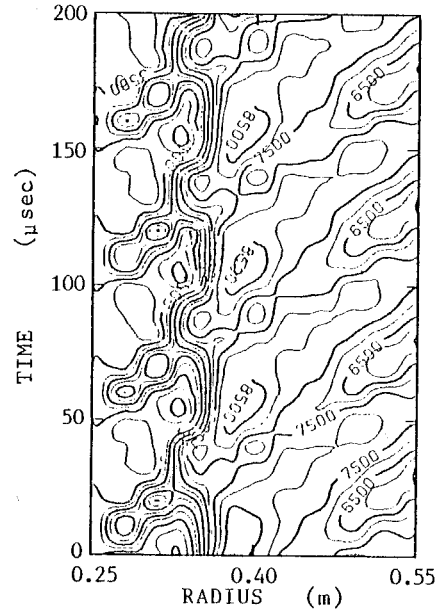
		(a) 1.35(Ω)		(b) 1.50(Ω)	
		Steady	Unsteady	Steady	Unsteady
$V_L$	(kV)	5.26	5.22	5.40	5.42
$I$	(kA)	3.89	3.87	3.60	3.61
$\langle \beta \rangle$		4.8	4.8	4.6	4.6
$\langle \sigma \rangle$	(S/m)	22.3	22.3	22.3	22.2
$U_r(\text{out})$	(m/s)	2200	2132	2080	2100
$P(\text{out})$	(atm)	0.38	0.41	0.43	0.42
$T_g(\text{out})$	(K)	1067	1102	1140	1130
$\langle E_r \rangle$	(V/cm)	175	174	180	181
$\langle J_r \rangle$	(A/cm <sup>2</sup> )	2.68	2.66	2.48	2.48

しかし、図5.2で示されているように、定常解析では発電機全域でプラズマが安定であるとされる負荷抵抗1.2、1.0Ωに対して非定常解析結果は定常解析結果からずれる。この事について説明を加える。図5.4(a)、(b)はそれぞれ負荷抵抗1.2、1.0Ωにおける発電機内の電子温度分布の時間変化を電子温度の等高線で示したものであり、発電機入口付近でプラズマが非一様、非定常になる事を示している。第3章でも示したように、非一様な放電の周期的な挙動はホール電流及び

作動気体にその周期に同期した変動を与える（このホール電流の変動幅は図5. 2に示した電圧-電流特性における幅で示した）。



(a) 負荷抵抗1. 2Ωの場合



(b) 負荷抵抗1. 0Ωの場合

図5. 4 電子温度分布の時間変化

また図5. 5は入口電子温度の変化に対するホール電流の変化を調べるために行った非定常解析結果である。ただし入口電子密度はその電子温度でのSaha平衡値で与えられ、負荷抵抗は1. 0Ωである。図中の口はこの負荷抵抗値に対する定常解析の結果であり、縦線はホール電流の変動量を示している。この図から、非定常解析によるホール電流値は入口電子温度約4000K以上で定常解析結果と一致し、3700K以下では入口電子温度の低下と従い急激に減少する事がわかる。即ち、非定常解析結果の定常解析結果からのずれは、低い入口電子温度、言い換えれば低い電気伝導度を持つプラズマが発電機に流入する事により生じる非定常、非一様なプラズマに起因するものである。この事は、衝撃波管を用いた実験<sup>(15)</sup>において、

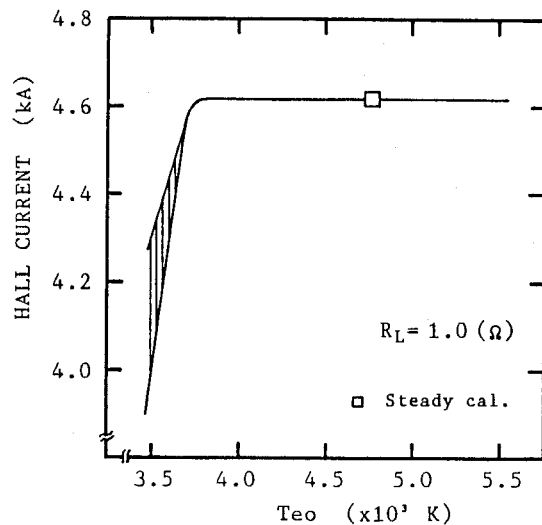


図5. 5 入口電子温度の影響（負荷抵抗1. 0Ω）  
（口は定常解析の結果であり、縦線はホール電流の変動量を示している）

ノズル内の負荷率を高くする事でそこでのジュール加熱が増加し、電離が促進する事により発電性能が向上する事に対応すると考えられる。尚、ここで用いた作動条件において、発電機入口で3700Kより高い電子温度が期待できる場合には、このような負荷条件においても定常解析により発電機の性能を評価し得ると言える。

#### (b) 電離不安定負荷条件 (0.8 ~ 0.1Ω)

負荷抵抗を発電機全域でプラズマが安定となる抵抗値より下げると、ジュール加熱が減少し非平衡プラズマ内に電離不安定が成長する。その時、発電機内のプラズマは2つの状態、即ち電子温度の高い状態と低い状態に分かれる。その事に起因した非定常、非一様プラズマの一次元的挙動については第3章で詳しく述べた。一次元解析では、このプラズマの2状態性が顕著になる事が非平衡プラズマの二次元解析結果との比較により明らかにされている<sup>(2)</sup>。図5.6(a)に定常解析において電離不安定が成長するとされる0.8Ω以下の負荷抵抗に対してなされた非定常解析による発電機内の電子温度分布を示す。参考のために最大出力を与える1.35Ωの場合も示した。この図から、本発電機においても発電機内のプラズマは電子温度の高いプラズマと低いプラズマとに分かれる事がわかる。尚、この場合の2状態は、負荷抵抗が1.2Ω、1.0Ωの場合と異なり、定常的である事に注意したい(第3章参照)。電子温度の高いプラズマは発電プラズマ( $J_0 < 0$ )に対応し、電子温度の低いプラズマは非発電プラズマ( $J_0 > 0$ )に対応する。またこれまでの研究<sup>(10)</sup>で示されているように、負荷抵抗を低くするに従い発電プラズマの幅は狭くなる事がわかる。しかし、発電プラズマ内の電子温度は負荷抵抗に依存しないという弱いMHD相互作用下での解析結果<sup>(10)</sup>とは異なり、ここで用いた高エンタルピー抽出発電機では発電プラズマ内の電子温度は負荷抵抗が低いほど高くなる。これは、図5.6(b)に示す発電機内の流速分布からわかるように、発電機上流に存在する非発電プラズマ内において作動気体は、流れ方向に作用するローレンツ力及び発電機の流れ方向の断面積の増加に従い加速されるため、非発電プラズマの幅が広い程、発電プラズマ内の流速は大きくなりジュール加熱が増加する事による。

図5.6(c)に、この負荷条件における発電機内の電位分布を示す。電子温度の低い非発電プラズマ内では電気伝導度が低いいため、発電機内に電位が負となる領域が存在する。この領域の長さは非発電プラズマの中と関係しており負荷抵抗が低いほど長く、その結果として電極間電圧は低くなり、発電性能が劣化する(図5.2参照)。

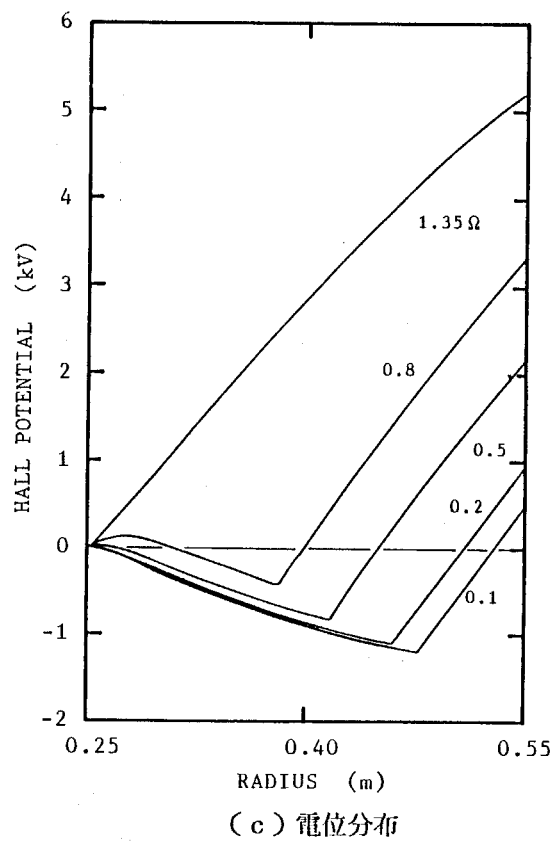
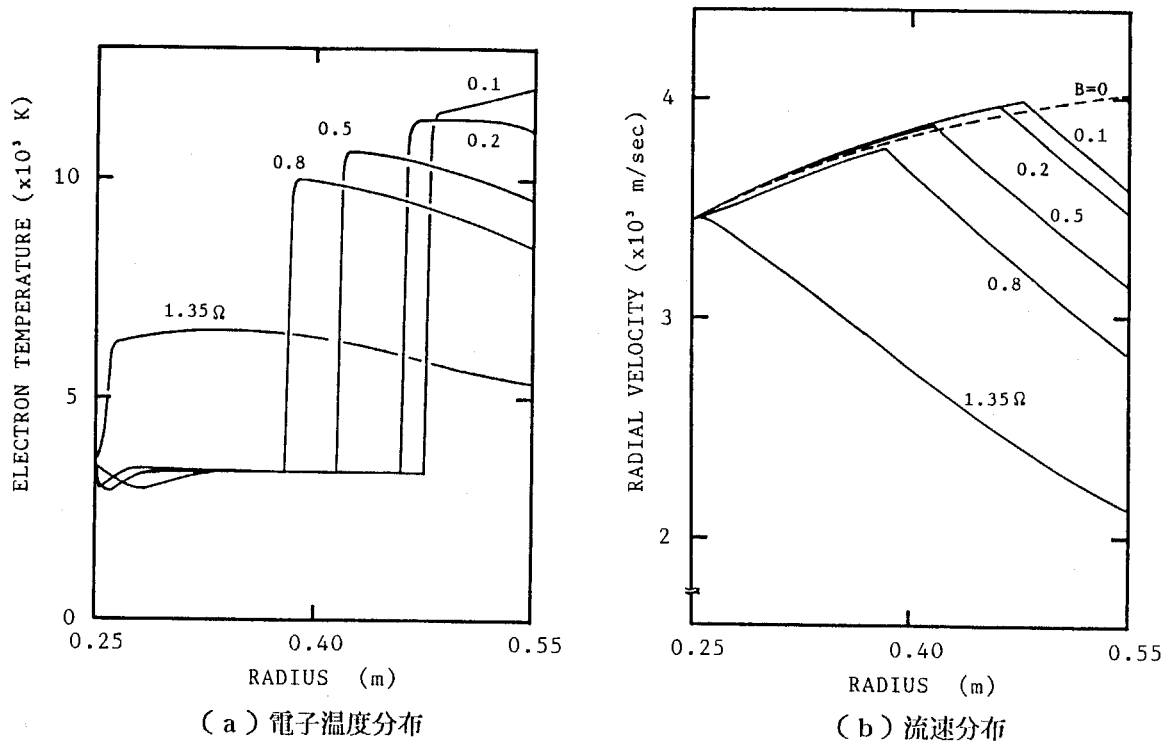


図5.6 電離不安定負荷条件(0.8~0.1 $\Omega$ )における諸量の半径方向分布



次に、この電離不安定負荷条件における発電機入口での電子温度の影響とホール係数、電気伝導度の実効値を用いた定常解析結果との比較について説明を加える。図5.7は図5.2の電圧-電流特性に、発電機入口での電子温度を4500Kと仮定した場合の電圧-電流特性( $\Delta$ 印)をプロットしたものである。この図からわかるように、発電機入口での電子温度を高くする(発電機に流入するプラズマの電気伝導度を増加させる)と同じ負荷抵抗に対しても発電出力は増加する事がわかる。しかし、負荷抵抗1.0 $\Omega$ (安定プラズマ負荷条件)の場合と異なり、入口電子温度を高くしても、その発電出力は定常解析で示された値より低い傾向にある事に注意したい。これは、非平衡プラズマの(流体系を一定とした)一次元解析で得られた電圧-電流特性が二次元解析から得られた結果と非常によく一致する<sup>(2)</sup>事と考えあわせると、局所プラズマに対して得られたホール係数、電気伝導度の実効値は発電機内で形成されるプラズマに対しては多少過大評価を与える事を意味するものと考えられる。

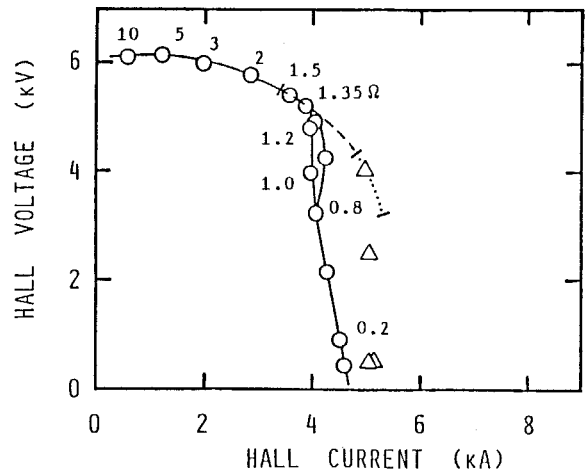


図5.7 発電機入口での電子温度を4500Kとした場合の電圧-電流特性( $\Delta$ 印)

(c) 衝撃波発生負荷条件 (2.0 ~ 10.0 $\Omega$ )

ディスク型発電機では、負荷抵抗の増加に伴い発電プラズマ内のファラデー電流が増加し、ローレンツ力がより強く流体に作用するため流速の減少が著しくなる。1.35 $\Omega$ 以上の負荷抵抗について発電機内の流速分布を示した図5.8(a)からもこの傾向が見られる。特に3 $\Omega$ 以上の負荷抵抗に対しては流速が急激に減少する領域が存在する。また図5.8(b)に発電機内の圧力分布を示す。これらの図からわかるように、急激な流速の減少領域は急激な圧力の増加領域に対応しており、この領域が遷音速領域である事から、これらの流体力学的諸量の急激な変化は衝撃波によるものと考えられる。発電機内で衝撃波が発生している場合の圧力分布は、図5.9(a)、(b)に示したM. I. T.<sup>(4)</sup>やE. U. T.<sup>(7)</sup>でのディスク型発電機の実験(シード率 $\sim 10^{-3}$ )において測定された圧力分布と類似するだけでなく、負荷抵抗を増加させるに従い、衝撃波による圧力上昇が著しくなり、しかも衝撃波の発生する位置が発電機上流に移動する傾向も一致している。また図5.8(a)に示した流速分布からわかるように、衝撃波が発生している位置より下流領域、即ち亜音速領域では、発電機が流れ方向に拡がっているにもかかわらず、ローレンツ力による圧力勾配の効果により流速は徐々に増加する。図5.8(c)に各負荷抵抗における電子温度分布を示した。この図から電子温度は、ジュール加熱が流速に密接に関係しているため流速分布を反映した分布となる事、また超音速領

域での電子温度は、負荷抵抗が大きいほどファラデー電流が大きくなるため高くなる事がわかる。

各負荷抵抗における電位分布を図5. 8 (d) に示す。Loubsky ら<sup>(4)</sup> は衝撃波管を用いたディスク型発電機での実験において、衝撃波は電位分布にそれほど大きな影響を与えない事を指摘しており、本解析結果においてもそのように見える。しかし、衝撃波下流での電界強度は、上流に比べて約1/2~2/3となり、電位分布は衝撃波が発生している位置で折れ曲がる。負荷抵抗を増加させると、ホール電流の減少のため超音速領域での電界強度は大きくなるが、衝撃波がより上流に発生する、即ち、より上流で電位分布が折れ曲がるため、負荷抵抗を変化させてもホール電圧は大きく変化しない(図5. 2参照)。

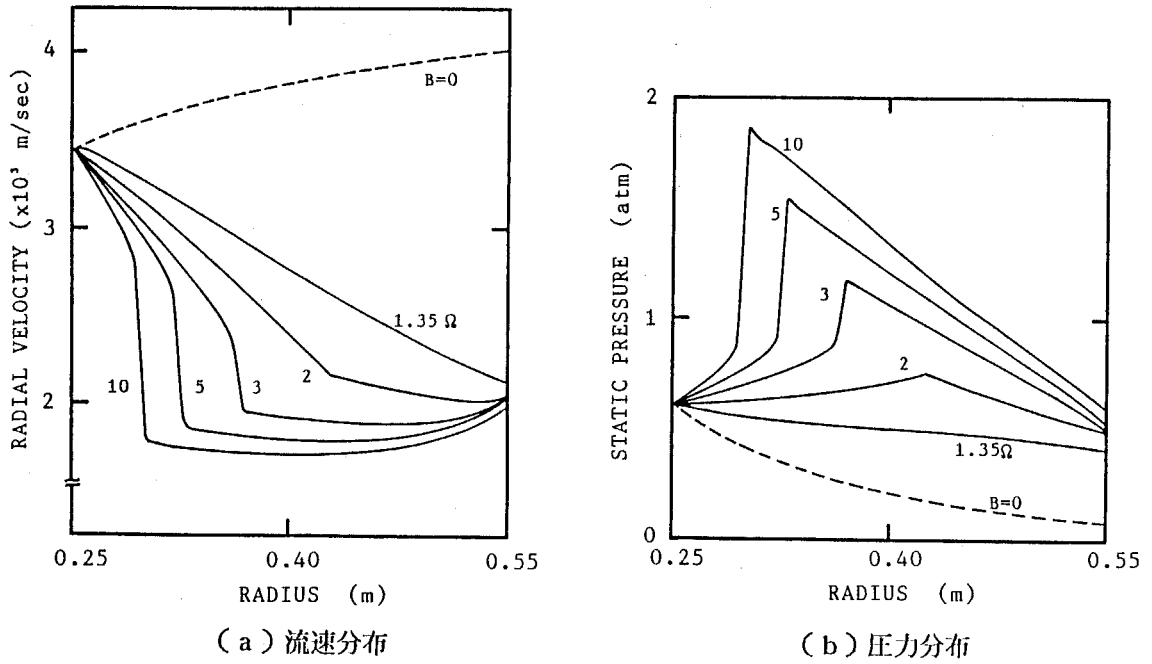
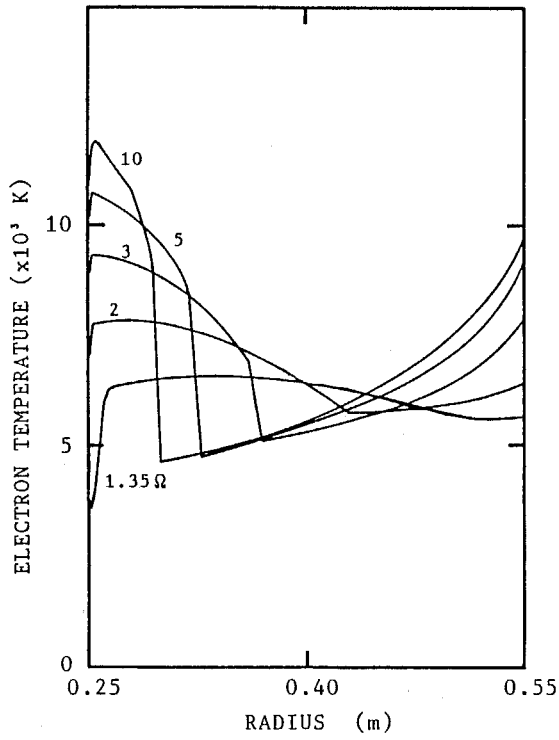
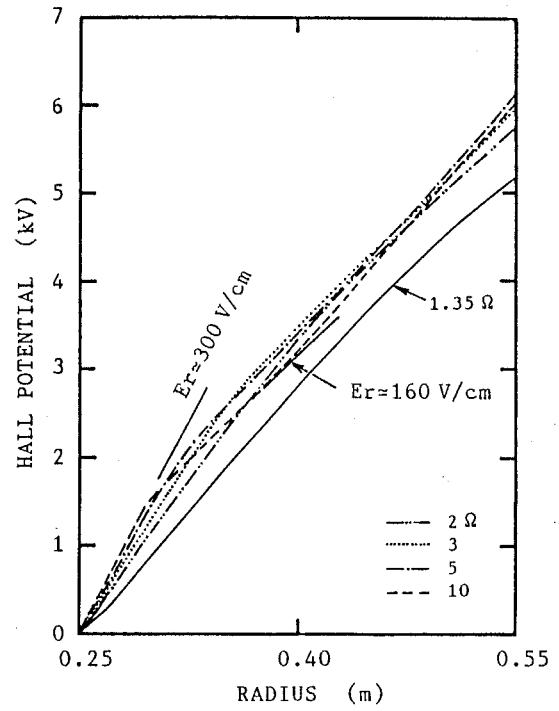


図5. 8 衝撃波発生負荷条件(2.0~10.0Ω)における諸量の半径方向分布

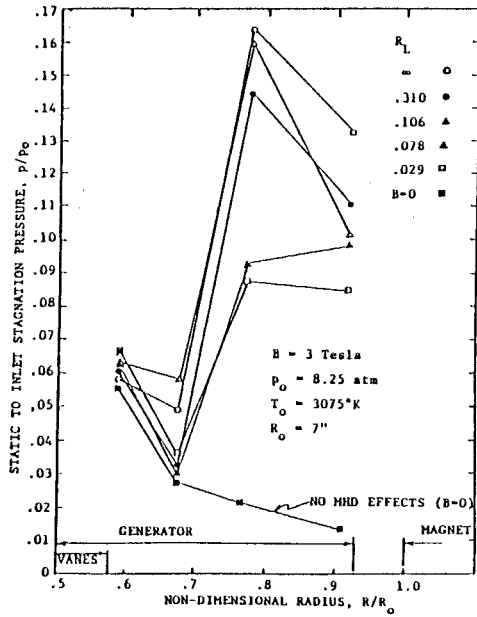


(c) 電子温度分布

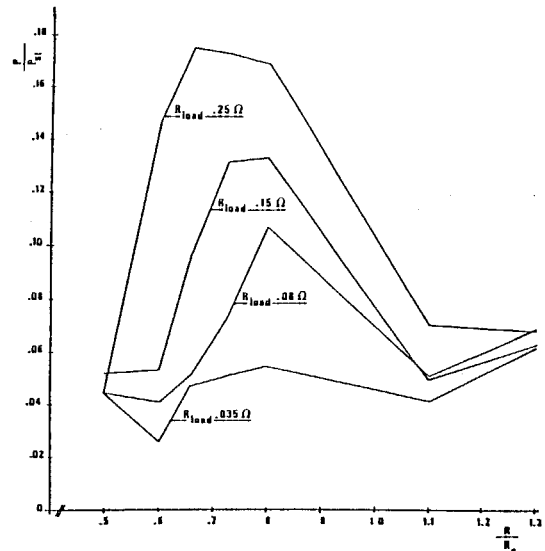


(d) 電位分布

図5.8 衝撃波発生負荷条件(2.0~10.0Ω)における諸量の半径方向分布



(a) M. I. T. (参考文献(4)による)

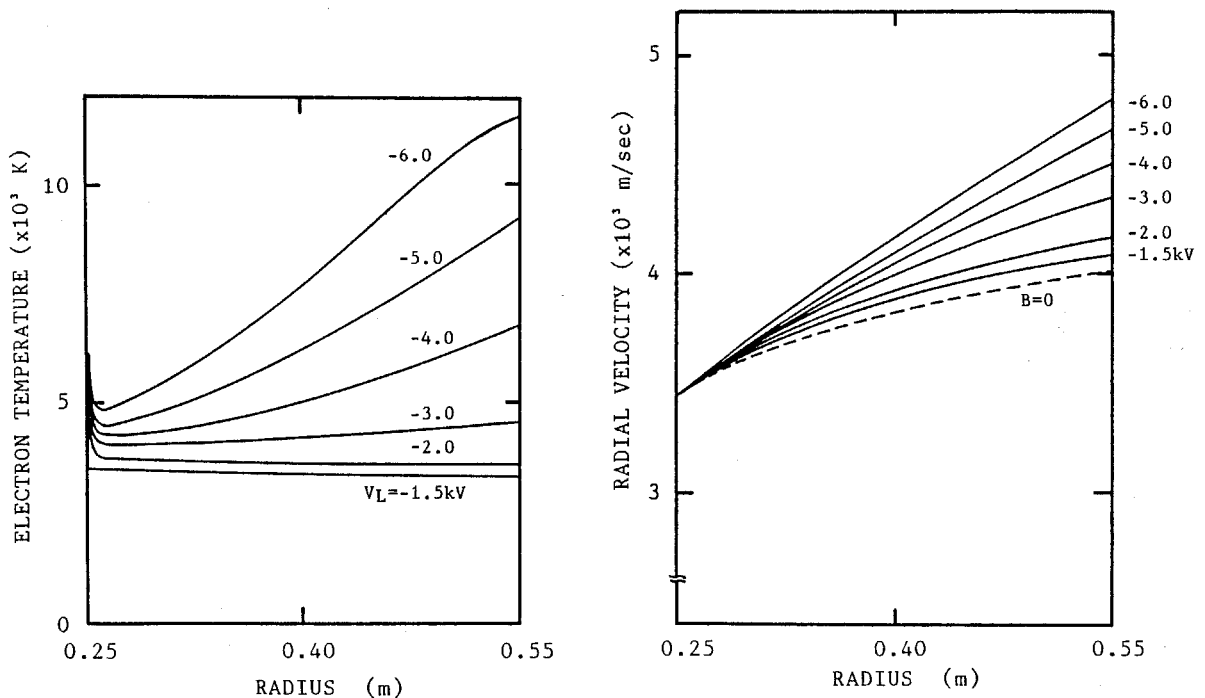


(b) E. U. T. (参考文献(7)による)

図5.9 実験で得られた発電機内の圧力分布

(d) 逆電圧印加負荷条件 (-1.5 ~ -6.0 kV)

電極間短絡電流以上の電流を発電機に流す、即ちアノードに対してカソードの電位が負となるような逆電圧を印加すると、図5.2からわかるように逆電圧1.5kVを境とし電圧-電流特性曲線の傾向が変化する。電離不安定負荷条件下では負荷抵抗を下げると発電プラズマの幅が減少する事を示したが、0.1Ωより負荷抵抗を下げ更に逆電圧を印加すると発電プラズマ ( $J_\theta < 0$ ,  $E_r < 0$ ) は無くなり、発電機全域が非発電プラズマ ( $J_\theta > 0$ ,  $E_r > 0$ ) で満たされるようになる。この事は図5.10(a)に示した電子温度から理解でき、逆電圧1.5kVという条件は丁度この状況に対応している。また印加電圧を増加させると発電機内の電子温度が増加する事がわかる。これは非発電プラズマ内ではファラデー電流が流体を加速する向きに流れており、それは印加電圧を増加させるほど大きくなるため図5.10(b)に示す流速分布からわかるように流速が増加し、ジュール加熱が増加する事による。このような負荷条件では電離不安定負荷条件で見られたような2状態のプラズマは見られない。また逆電圧が1.5kV ~ 3.0kVにおける電子温度領域では電気伝導度が電子温度と共に増加し、それ以上の電子温度領域ではほぼ一定であるため電圧-電流特性曲線は、図5.2に示したように上に凸の形となる。



(a) 電子温度分布

(b) 流速分布

図5.10 逆電圧印加負荷条件 (-1.5 ~ -6.0 kV) における諸量の半径方向分布

最後に、発電機出口での澱み点温度、澱み点圧力及び発電機の断熱効率について考察を加える。図5. 11はすべての負荷条件における発電機出口の澱み点温度、澱み点圧力を示したものである。ただしホール電流が4kA付近ではプラズマの非定常性による澱み点温度、澱み点圧力の変動が生じる。この図から、澱み点温度は発電機から抽出されるエンタルピーの割合を反映し、ホール電流が約3.9kA（負荷抵抗1.35Ω）において最小となるような谷形となる事がわかる。一方、澱み点圧力は4kA以下のホール電流に対して強いMHD相互作用、及び衝撃波の存在によりそれほど変化しない事がわかる。また逆電圧印加負荷条件では、発電機に電力が供給されるため澱み点温度、澱み点圧力の大きな増加が見られ、発電機及びその後流の機器に悪影響を及ぼす事が懸念される。また図5. 12は、ホール電流に対する発電機の断熱効率をエンタルピー抽出率を共に示したものである。この図から断熱効率はエンタルピー抽出率を反映し、本発電機ではエンタルピー抽出率が最大となる負荷条件において断熱効率もほぼ最大となる事がわかる。

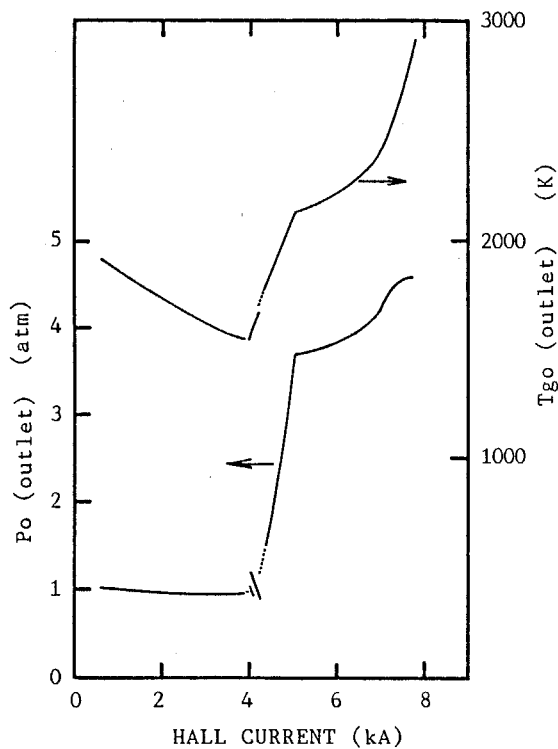


図5. 11 発電機出口での澱み点温度と澱み点圧力

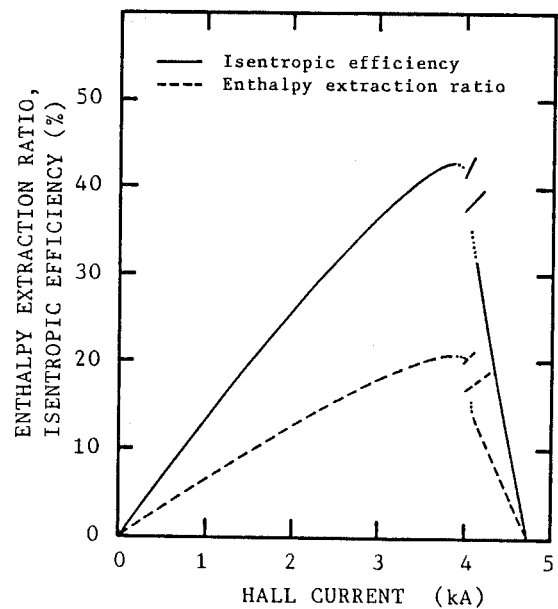


図5. 12 エンタルピー抽出率と断熱効率

#### 5. 4 まとめ

本章では、次期の発電機と考えられる熱入力100MW級の高エンタルピー抽出発電機の負荷特性を調べ、以下の事柄が明らかとなった。

- (1) 最適負荷抵抗より低い抵抗値においては、電離不安定が生じるため、抵抗値を下げるに従い、ホール電圧は急激に減少する。一方、高い抵抗値においては、衝撃波が発生するため、抵抗値を上げても、ホール電圧は大きく変化しない。それ故、高エンタルピー抽出発電機の負荷特性は、最適負荷抵抗で折れ曲がる。
- (2) 本発電機における各負荷条件に対して、以下のようにまとめる事ができる。
  - (a) 安定プラズマ負荷条件：高エンタルピー抽出下においてもシード完全電離の条件が満たされ、その時発電出力及び断熱効率は最大となる。また、この負荷条件では定常解析によっても性能を評価し得る。
  - (b) 電離不安定負荷条件：負荷抵抗の減少に伴い発電プラズマの幅は狭くなりそのプラズマ内の電子温度は高くなる。この時、発電機上流で電位が負となる領域が広くなり、ホール電圧は急激に減少する。
  - (c) 衝撃波発生負荷条件：負荷抵抗の増加に伴い衝撃波による圧力上昇は大きくなり、その位置は発電機上流に移動する。この時、ホール電圧及び発電機出口の澁み点圧力はそれほど変化しない。
  - (d) 逆電圧印加負荷条件：電力が発電機に供給される状況に対応し、印加する電圧を増加させると発電機出口での澁み点温度、澁み点圧力は著しく増加する。

## References of Chapter 5

- 1) Harada, N., Yamasaki, H. and Shioda, S., "Observations of Nonequilibrium Electrical Discharge in an MHD Disk Generator," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 2, No. 2, March-April 1986, pp. 129-134.
- 2) Kabashima, S., Endo, Y., Matsubara, H. and Okuno, Y., "Fluctuation and Instability in Nonequilibrium MHD Power Generation," *Proceedings of the 9th International Conference on MHD Electrical Power Generation*, Tsukuba, 1986, pp. 1608-1619.
- 3) Inui, Y., Hara, T. and Umoto, J., "Numerical Simulation of the Discharge Structure in Nonequilibrium Disk Type Generator," *Proceedings of 23rd Symposium on Engineering Aspects of MHD*, Pennsylvania, 1985, pp. 461-475.
- 4) Loubisky, W. J., Hruby, V. J. and Louis, J. F., "Detailed Studies in a Disk Generator with Inlet Swirl Driven by Argon," *Proceedings of 15th Symposium on Engineering Aspects of MHD*, Philadelphia, 1976, pp. VI.4. 1. - VI. 4. 5.
- 5) Sens, A. F. C., Veefkind, A., Uhlenbusch, J. F. and Rietjens, L. H. Th., "Experimental Studies on a Closed Cycle MHD Disk Generator," *Proceedings of the 8th International Conference on MHD Electrical Power Generation*, Moscow, 1983, pp. M. 11. 1-M. 11. 9.
- 6) Yamasaki, H., Kabashima, S., Yoshikawa, K., Harada, N., Okuno, Y., Okamura, T. and Shioda, S., "Recent Results of Power Generation Experiments with FUJI-1 Facility," *Proceedings of the 22nd Symposium on Engineering Aspects of MHD*, Mississippi, 1984, pp. 3:4:1-3:4:18.
- 7) Veefkind, A., "High Enthalpy Extraction from a Shock Tunnel Driven Noble Gas Disk MHD Generator," *Informal paper presented at the ILG Closed Cycle Specialist Meeting*, Pennsylvania, June 1985.
- 8) Roache, P. J., "Computational Fluid Dynamics," *Hermosa Publishers*, 1976.
- 9) MacCormack, R. W., "The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Cratering," *AIAA Hypervelocity Impact Conference*, AIAA Paper, No. 69-354, 1969.
- 10) Fukuda, H. and Kabashima, S., "Ring-Shaped Discharge Structure in a Closed Cycle MHD Disk Generator," *Journal of Propulsion and Power*, 1986 (established).
- 11) Hara, T., Veefkind, A. and Rietjens, L. H. Th., "Numerical Simulation of the Inhomogeneous Discharge Structure in Noble Gas MHD Generator," *AIAA Journal*, Vol. 20, No. 11, Nov. 1982, pp. 1473-1480.
- 12) Solbes, A., "Instabilities in Nonequilibrium MHD Plasma, a review," *AIAA 8th Aerospace Sciences Meeting*, paper no. 70-40, New York, 1970.

- 13) Brederlow, G. and Witte, K. J., "Effective Electrical Conductivity and Related Properties of a Nonequilibrium High Pressure MHD Plasma," AIAA Journal, Vol. 12, No. 1, Jan. 1974, pp. 83-90.
- 14) Nakamura, T. and Riedmüller, W., "Stability of Nonequilibrium MHD Plasma in the Regime of Fully Ionized Seed," AIAA Journal, Vol. 12, No. 5, May 1974, pp. 661-668.
- 15) Harada, N., Yamasaki, H., Minakawa, S., Iwano, K. and Shioda, S., "High Enthalpy Experiments with a Closed Cycle Disk MHD Generator," Proceedings of the 9th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Tsukuba, 1986, pp. 374-383.



## 第6章 他励式インバータを介しての電力系統との相互作用

### 6.1 はじめに

MHD発電機で発生する直流電力は、直流-交流変換装置（インバータ）を用いて商用の電力系統に供給される。その変換装置としてM-G方式（直流電動機-交流発電機）も提案されている<sup>(1)</sup>が、今日のパワーエレクトロニクスの発達によりサイリスタを用いたインバータが主流になるものと考えられ、これまで種々の発電機（ファラデー型、ダイアゴナル型、ディスク型）、種々のインバータ（他励式、自励式）に対して、インバータの定常運転時におけるサイリスタの転流に起因した発電出力の変動と発電機内諸量の様子、及び開放、短絡、あるいはサイリスタの転流失敗等の事故を模擬した解析等、数多くの研究が報告されている<sup>(2-7)</sup>。

しかし、これらすべての研究は燃焼ガスを作動気体とするオープンサイクルMHD発電機に限られ、クローズドサイクルMHD発電機に対する研究はなされていない。しかも、ファラデー型発電機のような複数電極からなる複雑な電極統合回路を基本的には必要としないという特長をもつディスク型発電機に対する解析はオープンサイクルMHD発電機の場合においても数少ない<sup>(3)</sup>。

クローズドサイクルディスク型発電機に関しては現在、ブローダウン装置を用いて1分程度の発電実験時間を得ることが可能となり<sup>(8-9)</sup>、将来的にみてインバータを介して電力系統に接続された時の発電機の特性を検討する必要があると考えられる。特に実用化を目指した次期の高エンタルピー抽出発電機においては、電力系統との相互作用の考察を含め、発電機をいかに制御するかが重要な課題となるであろう。

そこで本章では、クローズドサイクルディスク型発電機に対して、転流エネルギーの供給を交流電源にたよる3相他励式インバータを接続した場合の電力系統との相互作用についての基礎的な考察を行うことを目的とした。まず本章で対象とするディスク型発電機と3相他励式インバータの取り扱いについて述べた後、インバータ定常運転時における発電機内の電氣的、流体力学的諸量の変動について調べる。更に、インバータシステム内で発生する恐れのある直流側短絡、転流失敗、開放等の事故によって引き起こされる発電機内諸量の変動について考察を加える。

### 6.2 ディスク型発電機と3相他励式インバータの取り扱い

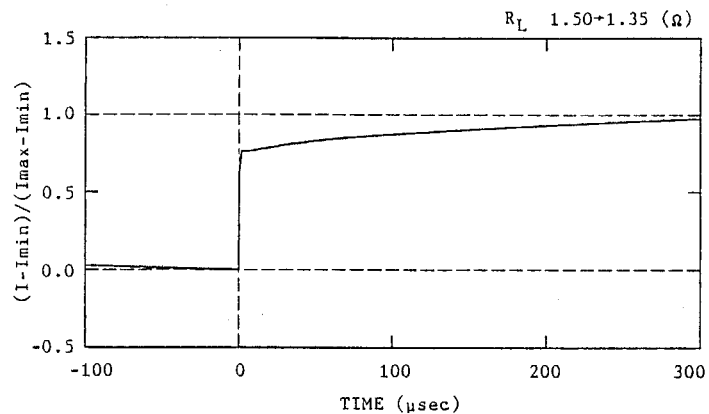
#### (1) ディスク型発電機

ここでは、第5章で取り扱った熱入力100MW級の次期高エンタルピー抽出発電機（図5.1）に対して、他励式インバータを介しての電力系統との相互作用を解析する。一般に、非平衡プラズマの諸量の特性時間は数 $\mu sec$ であるのに対し、インバータに関する特性時間は数 $msec$ である事から、

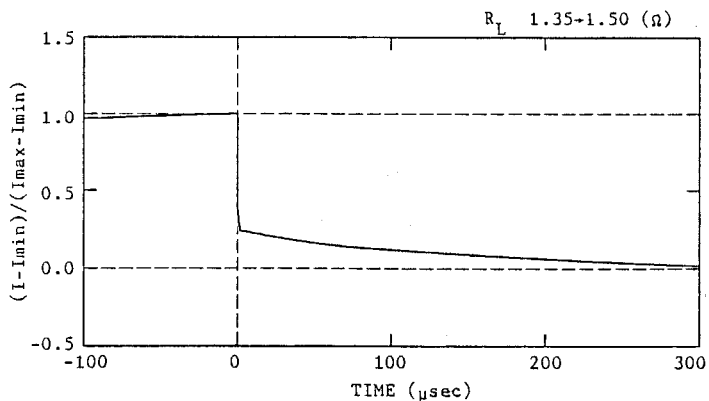
その解析には膨大な計算時間が必要である。そのため、ここでは発電機を図5.2に示したような電圧-電流特性をもつ直流電源として取り扱う、即ち起電力、内部抵抗、流体諸量は、この電圧-電流特性に対応した定常値を持つものとし、これらの値をホール電流の関数として与える。

このような発電機の取り扱いに対して、インバータに関する特性時間（例えば $50\text{Hz} \times 6 = 300\text{Hz} \rightarrow 3.3\text{msec}$ ）に対して発電機のもつ特性時間が、どの程度のものなのか調べておく必要がある。図6.1(a)、(b)は、それぞれ負荷抵抗を $t=0$ でステップ状に $1.5 \rightarrow 1.35\Omega$ 、 $1.35 \rightarrow 1.5\Omega$ に変化させた場合のホール電流の応答を非定常次元MHD方程式（第5章参照）を解く事により調べた結果を示す。縦軸は初期に流れていた電流値と負荷抵抗を変化させた後の定常状態での電流値の差で規格化されている。

これらの図から、抵抗値がステップ状に変化した時電流値もステップ状にある値まで変化し、その後、電子系、流体系共に変化し約 $200\mu\text{sec}$ 後には定常状態に近づく事がわかる。この事から発電機のもつ特性時間はインバータのもつ特性時間（1周期 $3.3\text{msec}$ ）に対して $1/15$ 程度になると考えられ、発電機内の諸量を定常なホール電流の関数として扱う事は比較的よい近似を与えるものと考えられる。



(a)  $1.50 \rightarrow 1.35 (\Omega)$  の場合

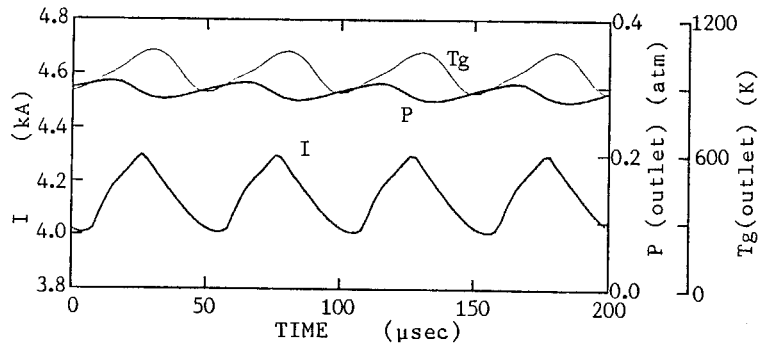


(b)  $1.35 \rightarrow 1.50 (\Omega)$  の場合

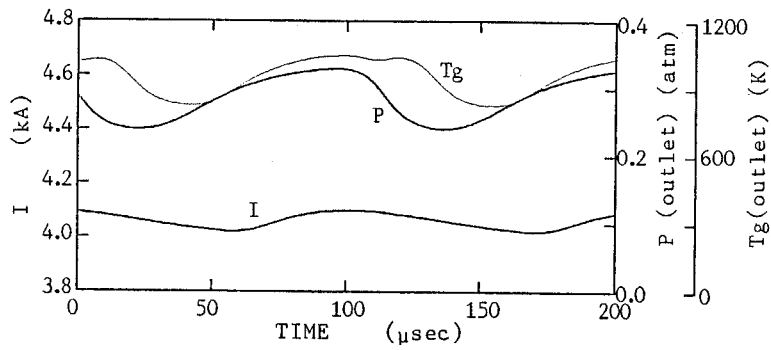
図6.1 負荷変化に対するホール電流の応答

発電機内の諸量をホール電流の関数として与える際、電圧-電流特性(図5.2)における抵抗値が1.2、1.0Ωの場合のように、発電機内の非一様な放電の周期的な挙動に起因したホール電流の変動を考慮する事は困難である。そこでフィルターとして負荷抵抗に直列にリアクトルを接続する事により、ホール電流の変動が緩和される様子を調べた。図6.2は負荷抵抗が1.0Ωの場合について純抵抗( $L = 0 \text{ mH}$ )の場合とリアクトルのインダクタンス $L$ を0.5 mHとした場合のホール電流及び発電機出口での作動気体の圧力、温度の変動を示したものである。この図から明らかなように0.5 mHのリアクトルを接続することによりホール電流の変動の周期は長くなり、その変動量はかなり抑えられる(変動量にして6.5%から2.0%に抑えられる。)事がわかる。しかし、この場合(リアクトルの接続により電流は平滑化されるが)発電機はリアクトルに無効電力を供給するため実効電力は減少する。また発電機出口での作動気体の圧力、温度の変動はリアクトルの接続により助長されている事がわかる。これは図6.3に示した発電機内の電子温度分布の時間変化から理解できるように、リアクトルを接続した事によりホール電流の変化が強制的に緩和され、発電機上流で見られる非定常な放電が、より大きな構造でしかもより長い周期で繰り返す事による。実際には、このリアクトルはインバータを接続する際、インバータ内のサイリスタのスイッチングによる発電出力の脈動を抑えるために発電機とインバータ間に接続される平滑リアクトルが担う事になる。後述のとおり、その平滑リアクトルのインダクタンスは0.5 mHより十分大きいため放電の繰り返し現象に伴うホール電流の変動は無視し得る程度に減少すると予想される。一方、作動気体の変動はホール電流の変動に起因するため、十分大きなインダクタンスに対してはその変動量は無視できると考えられる。しかし、大きなインダクタンスを持つリアクトルを接続した場合の非定常解析は膨大な計算時間を必要とするため、ここでは作動気体諸量の変動の平均値をその代表値とした。

このように、発電機内の諸量をホール電流の関数として与えたディスク型発電機に対して電力系統との相互作用について考察する。

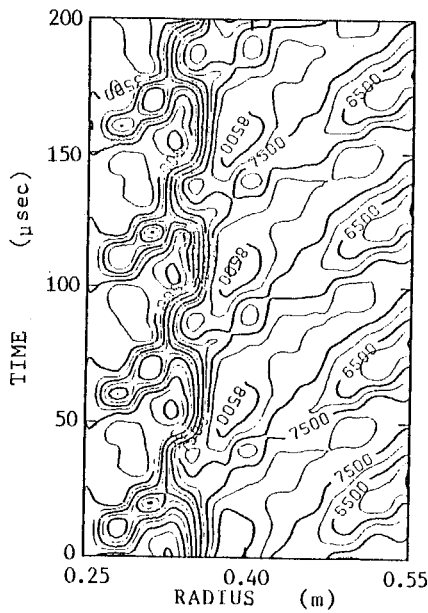


(a)  $L = 0.0mH$ の場合

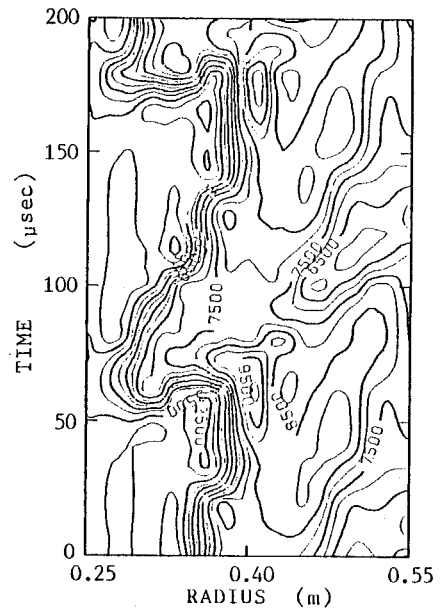


(b)  $L = 0.5mH$ の場合

図6.2 放電の繰り返し現象に伴うホール電流及び発電機内諸量の変動リアクトルの効果 (負荷抵抗 $1.0\Omega$ )



(a)  $L = 0.0mH$ の場合



(b)  $L = 0.5mH$ の場合

図6.3 リアクトルの接続による発電機内プラズマの挙動の変化 (負荷抵抗 $1.0\Omega$ の場合の発電機内の電子温度分布の時間変化)

(2) 3相他励式インバータと平滑リアクトル

本研究では、直流送電、周波数変換など電力系統との関係の面で運転実績をもつ3相他励式インバータ(図6.4)を考える。ここでは変圧器の漏れリアクタンスを0とし、即ちサイリスタの転流重なり角を0と仮定し、サイリスタは単純にオン・オフするスイッチとして取り扱う。このように理想化されたサイリスタブリッジでは、理論的には制御角が $90^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$ においてインバータ動作となる。しかし、実際には変圧器の漏れリアクタンスが存在し、サイリスタの転流重なり角は0とならないため、サイリスタの転流余裕角を考慮する必要がある。その場合、制御角 $\alpha$ は $165^\circ$ 程度が限界とされている。インバータ交流側の電圧は、電力系統との接続の際変圧器によって任意に選べるものとすれば、適当な発電機の電極間電圧に対して適当な制御角 $\alpha$ が選択できる。本解析では発電出力が最大となる負荷抵抗 $1.35\Omega$ の場合(電極間電圧 $V_L = 5.225kV$ )に対し、転流余裕角を考慮して制御角 $\alpha$ を $150^\circ$ とし、インバータ交流側の線間電圧の実効値 $E_S$ は、 $E_S = \pi V_L / 3\sqrt{2} \cos\alpha$ なる関係より、 $4.466kV$ と設定した。

インバータとMHD発電機を直接接続すると、インバータ内のサイリスタのスイッチングによる電圧が直接発電機の電極間電圧となり、ホール電流が大きく変動する他、発電機の効率、流体諸量もそれに従い大きく変動する。その脈動を抑えるためインバータと発電機間には平滑リアクトルが接続されるが、そのインダクタンスの大きさを評価する必要がある。図6.5はインバータ定常運転時におけるサイリスタの転流失敗に起因するホール電流の変動(次節で詳しく述べる)と平滑リアクトルのインダクタンスの関係を示したものである。この図から、平滑リアクトルのインダクタンスを大きくする事により、サイリスタの転流に起因するホール電流の変動が抑えられる事がわかる。

そのインダクタンスの大きさは、発電機の性能やリアクトルのコスト等から決定される必要がある。本解析では平滑リアクトルのインダクタンスを $10\text{ mH}$ (ホール電流の変動=2.28%)と仮定した。

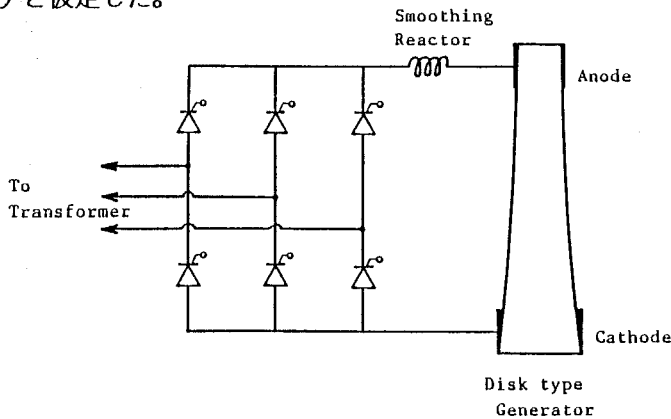


図6.4 ディスク型発電機と他励式インバータの概略図

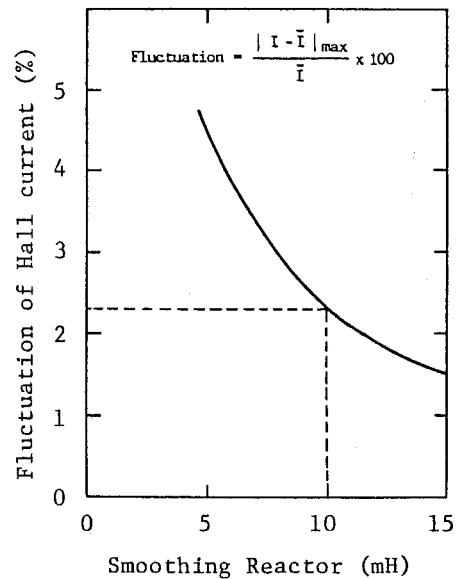


図6.5 平滑リアクトルのインダクタンスの設定

### 6.3 インバータ定常運転

以上の手続きを基に、インバータ定常運転時の解析を行う。この定常運転時に対して以下に示す微分方程式をRunge-Kutta-Gill法を用いて解いた。

$$L \frac{dI}{dt} + R_i I = \sqrt{2} E_s \cos(\omega t + \alpha - \frac{\pi}{6}) + V_0 \quad (\frac{\pi}{3}n \leq \omega t \leq \frac{\pi}{3}(n+1)) \quad (6.1)$$

ここで、 $R_i$ 、 $V_0$  は、それぞれ発電機の内部抵抗及びホール起電力である。

図6.6にインバータ定常運転時の発電機内の諸量の変化を示した。(a)にはホール電流 $I$ 、ホール電圧 $V_L$ 、起電力 $V_0$ 、内部抵抗 $R_i$ 、(b)にはホール電流 $I$ 、発電機出口での澱み点圧力 $P_o$ 、澱み点温度 $T_{go}$ をそれぞれ示した。これらの図からインバータ定常運転によるホール電流の変動(50Hz×6=300Hz)に従って発電機内の諸量は変動するが、例えば出口での澱み点温度、圧力の変動量はそれぞれ0.2%、1.2%と比較的小さい事がわかる。

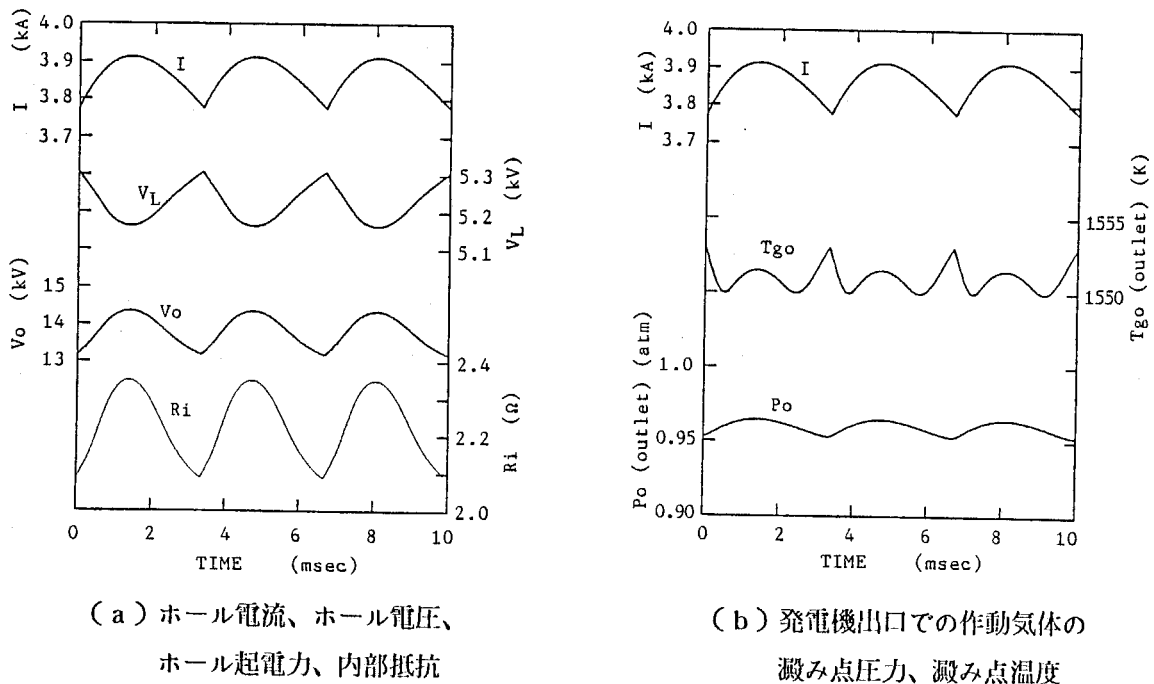


図6.6 インバータ定常運転時の発電機内の諸量の変動

また図6. 7にホール電流に対する本発電機の断熱効率 $\eta_a$  (ディフューザーでの垂直衝撃波を仮定)を示す。ただし、縦軸は、断熱効率の最大値で規格化されている。図中にはインバータ定常運転時におけるホール電流の変動幅が示されているが、この図からホール電流の変動に対して断熱効率を低下させる事なく、発電機の性能のよい状況下においてインバータの定常運転が可能である事がわかる。

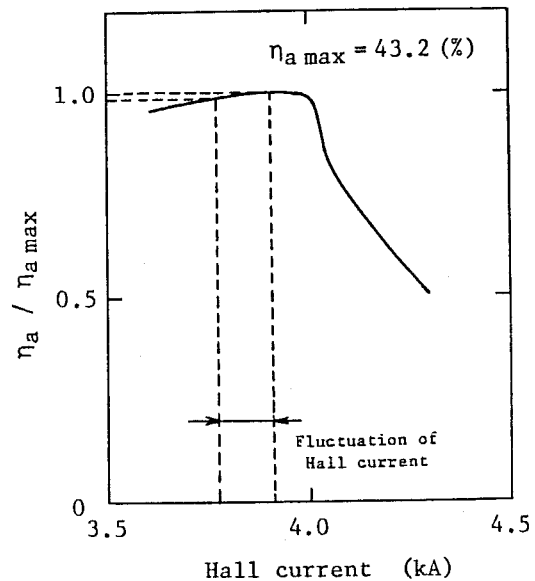


図6. 7 ホール電流に対する本発電機の断熱効率 (図中には、インバータ定常運転時のホール電流の変動幅が示されている)

#### 6. 4 事故時の解析

##### (1) 直流側短絡事故

直流側短絡事故時の等価回路を図6. 8に示した。交流側の2線地絡、2線短絡、3線短絡事故の場合も発電機から見て直流短絡事故として扱う事ができる。この事故に対する解析を次式の微分方程式を解くことにより行った。

$$L \frac{dI}{dt} + R_s I = V_0 \quad (t \geq 10 \text{ msec}) \quad (6.2)$$

図6. 9 (a)、(b)は、 $t = 10 \text{ msec}$  (ホール電流最小時)において直流側が短絡された場合の発電機内の諸量の変化を示している。直流側短絡事故が発生して約 $10 \text{ msec}$ 後には定常状態となる事がわかるが、重要な事は、オープンサイクルディスク型発電機の場合<sup>(3)</sup>と異なり、クローズドサイクルディスク型発電機では、ホール電流の増加に伴い発電機内のジュール加熱が減少し内部抵抗が増加するため、短絡事故時における

ホール電流は、インバータの定常運転時の約1.2倍に抑えられる事である(オープンサイクルディスク型発電機の場合は約2倍<sup>(3)</sup>)。また流体諸量もホール電流の増加に伴い同図(b)に示したように変化するが、次に述べる転流失敗事故ほど悪影響を発電システムに与えないと考えられる。

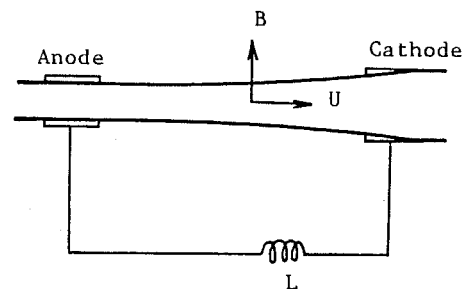
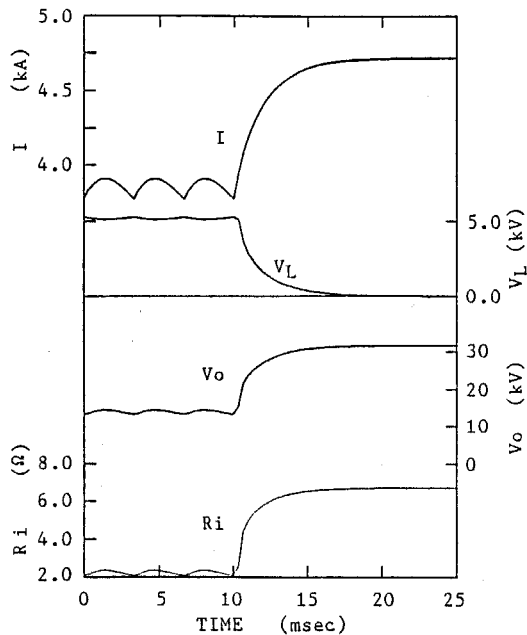
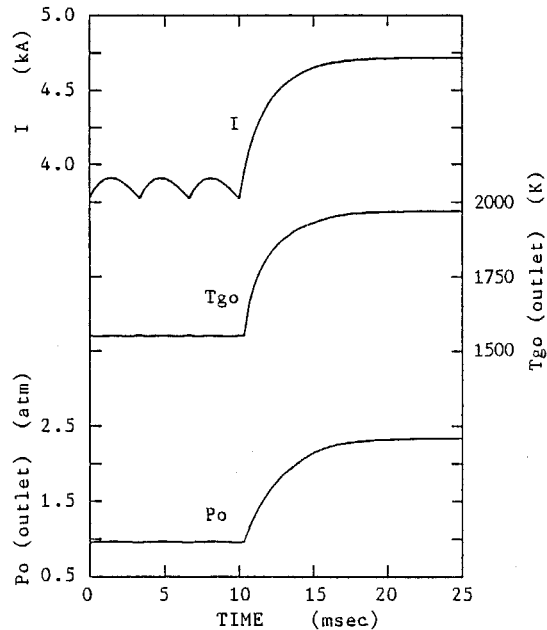


図6. 8 直流短絡事故時の等価回路



(a) ホール電流、ホール電圧、  
ホール起電力、内部抵抗



(b) 発電機出口での作動気体の  
澱み点圧力、澱み点温度

図 6. 9 直流短絡事故時の発電機内の諸量の変化

## (2) 転流失敗事故

種々のモードが存在する転流失敗事故の中で、最も重大事故につながるインバータ内の1対のサイリスタがオン状態になり続ける、即ち固定的に電流を流し続ける転流失敗モードを考える。これは交流電圧の低下またはサイリスタを流れる電流の増加等により転流余裕角を失った場合に生じる。このモードでは、図6. 10に等価回路を示したように交流側と直流側が直接接続されるため、ある時刻において電力系統側から発電機に電力が供給される事になる。尚、サイリスタの誤点弧及び損傷、制御パルスの異常、或いは交流側の1線断線、1線地絡の場合にも転流失敗モードとなるが、このような3相ブリッジの片側のみが転流失敗を生じ、他方のサイリスタが正常動作を維持し得る場合の故障電流は上記のモードの場合に比べて小さい事が知られている<sup>(a)</sup>。固定的に電流を流し続ける転流失敗モードに対する解析を以下の微分方程式を解く事により行った。

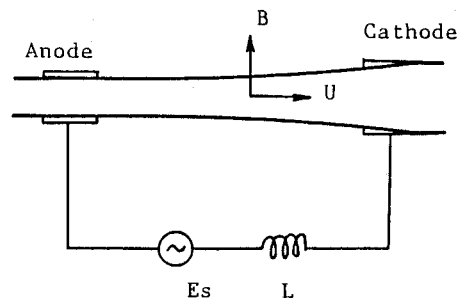
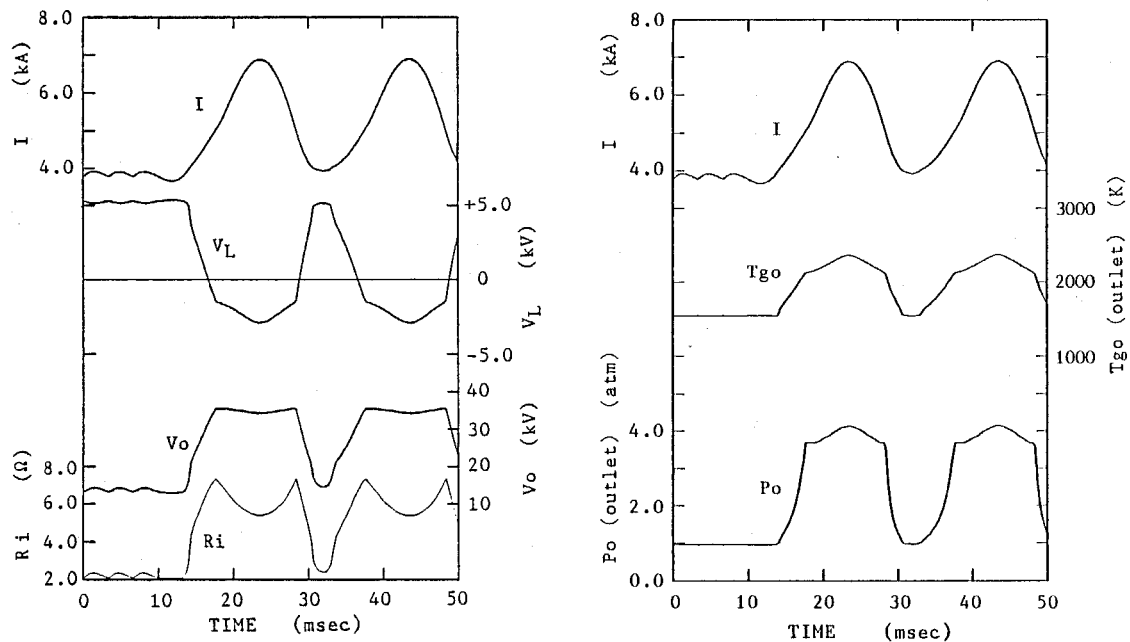


図 6. 10 転流失敗事故時の等価回路



$$L \frac{dI}{dt} + R_t I = \sqrt{2} E_s \cos(\omega t + \alpha + \frac{\pi}{6}) + V_0 \quad (t \geq 10 \text{ msec}) \quad (6.3)$$

図6.11(a)、(b)に  $t = 10 \text{ msec}$  において転流失敗が生じた場合の発電機内の諸量の変化を示す。これらの図からわかるように、ホール電流は交流側の周波数 ( $f = 50 \text{ Hz}$ ) で大きく変動しインバータ定常運転時の約1.8倍である最大6.9kAまで達し、大きな故障電流が流れる事がわかる。ホール電流が短絡電流値 (4.72kA) を越える期間においては、電極間電圧は負となり電力系統側から発電機に電力が供給され、その電力は作動気体のエネルギーに変換される。この事により流体諸量も大きく変動し、発電機出口での澱み点温度は入口での値 (2000K) より高い2370Kまで達し、チャンネル出口での澱み点圧力も4.1atmまで上昇する。このような流体諸量の大きな変動は発電機のみならず、発電機に付随したシステムにも大きな悪影響を及ぼすと考えられ、過電流、逆電圧の検出を行い回避する対策を考える必要があると考えられる。



(a) ホール電流、ホール電圧、  
ホール起電力、内部抵抗

(b) 発電機出口での作動気体の  
澱み点圧力、澱み点温度

図6.11 転流失敗事故時の発電機内の諸量の変動

### (3) 開放事故

断線等の事故により発電機が開放状態になった場合、前章で考察したようにローレンツ力が作動気体に非常に強く作用し、発電機内には衝撃波が発生する。そのため衝撃波による大きな圧力変化に耐え得る発電機的设计、製作が必要であると考えられる。

## 6.5 まとめ

ディスク型発電機内の諸量をホール電流の関数として取り扱う事により、他励式インバータを介しての電力系統との相互作用について解析を行い、次のような結果を得た。

- (1) 10mH程度の平滑リアクトルを接続する事により発電機内の諸量の変動は抑えられ、断熱効率を低下させる事なく定常運転を行う事が可能である。
- (2) 直流側短絡事故時におけるホール電流の増加は、内部抵抗の増加により抑えられ、オープンサイクルディスク型発電機の場合ほど大きくならない。
- (3) 転流失敗事故は電氣的、流体力学的諸量に系統周波数に従った大きな変動を引き起こすため、発電機のみならずそれに付随したシステムに対しても悪影響が懸念され、過電流、逆電圧の検出を行い回避する必要がある。

## References of Chapter 6

- 1) Trung, D. T., Messerle, H. K., Ramakrishnan, S. and Marty, S., "Operating Regions of MHD Generator-Inverter Links," Proceedings of the 7th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Massachusetts, 1980, pp. 426-432.
- 2) Matar, S., Ramakrishnan, S. and Messerle, H. K., "A Study of the Interaction of a Line-commutated Inverter with a Full-scale MHD Generator," Proceedings of 23rd Symposium on Engineering Aspects of MHD, Pennsylvania, 1985, pp. 839-852.
- 3) Hayanose, N., Ishikawa, M. and Umoto, J., "Fundamental Characteristics of MHD Generator Connected with Line-commutated Inverter," Proceedings of 23rd Symposium on Engineering Aspects of MHD, Pennsylvania, 1985, pp. 825-838.
- 4) Ishikawa, M., "Comparison of Unsteady Behavior Between High-Interaction Faraday and Diagonal Type MHD Generators with Subsonic or Supersonic Flow," Proceedings of the 8th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Moscow, 1983, pp. E. 3. 1-E. 3. 8.
- 5) Ishikawa, M., Nomoto, K. and Umoto, J., "Performance Characteristics of Faraday Type MHD Generator with Shorted Electrode-pair (An Aspect of Inverter Test on ETL Mark VII Facility)," Proceedings of 23rd Symposium on Engineering Aspects of MHD, Pennsylvania, 1985, pp. 316-330.
- 6) 早瀬信彦、草間昭、石川本雄、卯本重郎、「自励式インバータを介してのMHD発電機と電力系統との相互作用」、第7回エネルギー利用と直接発電シンポジウム、北海道大学、1985、*pp.* 64-75.
- 7) 田中大二郎、「インバータとMHD発電機の相互作用の解析」、第4回エネルギー利用と直接発電シンポジウム、北海道大学、1982、*pp.* 37-46.
- 8) Yamasaki, H., Kabashima, S., Yoshikawa, K., Harada, N., Okuno, Y., Okamura, T. and Shioda, S., "Recent Results of Power Generation Experiments with FUJI-1 Facility," Proceedings of the 22nd Symposium on Engineering Aspects of MHD, Mississippi, 1984, pp. 3:4:1-3:4:18.
- 9) Yamasaki, H., Harada, N., Kabashima, S., Okuno, Y., Watanabe, M., Yoshikawa, K. and Shioda, S., "Closed Cycle MHD Disk Experiments at T. I. T.," Proceedings of 23rd Symposium on Engineering Aspects of MHD, Pennsylvania, 1985, pp. 430-438.

## 第7章 結論

本論文は、作動気体にローレンツ力が強く作用する高エンタルピー抽出ディスク型発電機における非平衡電離現象、電離不安定性、非平衡プラズマや作動気体の挙動を主に数値解析により調べ、その発電機の性能に及ぼす影響を解析したものである。本研究で明らかになった事、更に今後の課題について述べる。

### 7. 1 本研究の結論

- (1) 電離不安定を抑制する有効な手段であるシード完全電離の方法が、高エンタルピー抽出の発電機に対しても適応可能である。即ち、適切な作動条件及び発電機形状を選択する事により、発電機のほぼ全域で理想的なプラズマが得られ、高い発電効率が期待できる。中でも、作動気体にヘリウムを用いた発電機は、アルゴンを用いた発電機と比較して、小型になり、高電圧、低電流の発電特性を有する。更に、このような高エンタルピー抽出発電機では、設定された負荷抵抗に対して、低い負荷抵抗では電離不安定性が生じるため出力電圧が急激に減少し、高い抵抗では衝撃波が発生するため出力電圧はそれ程変化しないので、最適負荷抵抗で折れ曲がる負荷特性を持つ。
- (2) シード完全電離を実現するように設計された発電機は、高い性能を維持しながら、
  - (a) 発電機入口での澱み点圧力を調整する事により大きな負荷変動に対処し得る。
  - (b) 発電機入口での澱み点温度の変化に対して、シード率を制御する事により、広い範囲に渡る澱み点温度変化を許容し得る。
  - (c) インバータを介して電力系統に電力を供給し得る。
- (3) 「FUJ I-1」装置（熱入力2MW）による実験を行った結果、発電機内に集中した放電の周期的な挙動が観測され、発電出力がそれに同期して変動する事、またその繰り返し周波数は負荷抵抗及びシード率を増加させると高くなる事が明らかとなった。更に、それは作動気体の圧力変動を引き起こす事が示唆された。このような非定常放電現象及びその性質、作動気体の流れ場に与える効果は、非定常準一次元MHD方程式を用いて定性的に説明できる。

- (4) シード完全電離状況下においても、プラズマと作動気体との相互作用に起因する *Magneto-acoustic* 不安定が生じる事が明らかにされ、それによる発電機内での圧力擾乱の成長が確認された。しかし、この不安定性による発電出力の劣化は、電離不安定性によるもの程大きくなく、発電機内でこの2つの不安定性が共存する場合、電離不安定による性能劣化が支配的となる。
- (5) 負荷抵抗やシード率の増加により発電機の負荷率が上昇すると、更に強いローレンツ力が作動気体に作用し、発電機内に衝撃波が発生する。負荷率の増加に伴い、衝撃波による圧力上昇は大きくなり、その位置は発電機上流に移動する。この時、出力電流の減少に対して出力電圧及び発電機出口の澱み点圧力は大きく変化しないため、発電機の断熱効率減少する。
- (6) インバータの直流側短絡事故時には、発電機の内部抵抗が増加するため故障電流はそれほど大きくなる。しかし、インバータ内のサイリスタの転流失敗事故時には、電力が電力系統側から発電機に逆流する状況が存在し、発電機内の電氣的、流体力学的諸量は系統周波数に従って大きく変動する。その場合、発電機のみならずそれに付随したシステムに対しても悪影響が懸念され、過電流、逆電圧の検出を行い回避する対策を考える必要がある。

## 7. 2 今後の課題

高エンタルピー抽出ディスク型発電機の性能を更に詳しく把握するために、またそのような発電機をクローズドサイクルMHD発電プラントに適応させるために解明すべき問題は少なくない。その中でも、本研究の延長上にあると考えられる今後の主な研究課題について簡単に述べる。

### (1) 発電機入口でのプラズマ諸量に対する仮定の検討

本解析では、発電機入口でのプラズマの諸量に対して、「局所熱平衡」或いは「ある電子温度でのSaha平衡」を仮定した。この仮定は、これまでの研究から、ある程度妥当性を得ているものである。しかし、実際の発電機の性能を更に詳しく把握するためには、その取り扱いに注意を要する。即ち、発電機入口でのプラズマ諸量を正確に把握するためには、磁場が印加されている超音速ノズル内での電離過程を把握する（「衝突が支配的な」プラズマとして取り扱う妥当性の検討を含む）必要がある。その電離過程は、初期の電子密度を決定する作動気体の澱み点温度、またジュール加熱の大きさを決定する磁場の強さに大きく影響されると考えられる。それは、澱み点温度や磁場の強さが発電性能に与える効果を更に詳しく知る上でも重要である。

### (2) 不純物の効果

本研究では、発電性能を劣化させる恐れのある不純物（ $CO_2$ 、 $H_2O$ 、 $N_2$ 等）の作動気体への混入を無視し、理想的なプラズマを取り扱った。しかし、化石燃料を熱源とする蓄熱型熱交換器においては、それらの混入は不可避なものとなる。不純物の発電性能に及ぼす影響を調べるためには、それらの効果を考慮した非平衡プラズマのモデル化が必要である。更に、その影響が無視できない場合には、それらの混入量を把握した上での発電機的设计が必要となる。

### (3) 外部擾乱の影響

第4章では、シード完全電離状況下においてもMagnet-acoustic不安定が存在し、発電機入口での乱流規模（1%以下）の擾乱が1%程度の発電出力の低下を導く事を示した。その値は、実際の発電プラントでの発電効率を議論する上で、決して無視できる値とは言えない。ここでは圧力擾乱のみを取り扱ったが、シード率や作動気体温度の擾乱、また超音速ノズル内の電離過程における電子温度、電子密度の擾乱に対しても、同様の事が懸念される。それ故、種々の外部擾乱の可能性を吟味し、その発電性能に与える影響を把握しておく必要があると言える。

#### (4) 相互作用を考慮した多次元解析の必要性

本研究では、非平衡プラズマ及び作動気体の両方程式系を準一次元として取り扱った。しかし、発電機内で生じる3次元的な現象を解明するためには、次のステップとして、 $r-\theta$ 平面、 $r-z$ 平面を扱う2次元解析が必要である。 $r-\theta$ 平面における解析では、電離不安定が本質的にはこの平面内で成長する事から、電離不安定に起因する非一様プラズマと作動気体との相互作用が徹密に解明される事になる。また $r-z$ 平面における解析では、ローレンツ力が存在する流れ場における境界層の発達、更に境界層内での放電現象(境界層内での絶縁破壊等)が解明され得る。それは、発電機の正確な形状を決定する上で重要な指針を与える。

#### (5) クローズドループの過渡解析

本研究では、MHD発電機そのものの性能について議論したが、その発電システムの立ち上げや負荷変動といった過渡的な現象、更にインバータの事故時の詳細な現象を把握するためには、MHD発電機の作動気体が熱交換器、圧縮器等を含む「クローズドループ」内を循環する事を考慮した上での、非定常解析が必要である。それは、発電システムの制御法を確立するためにも必要となる。

## 謝辞

本研究をまとめるにあたり、終始懇切丁寧なご指導を賜りました東京工業大学総合理工学研究科塩田進教授、山岬裕之助教授、柁島成治助教授に心から感謝の意を表します。

また原田信弘助手には、常日頃から貴重な助言を数多くいただいたばかりでなく、親身になって暖かくご指導していただきました。また吉川邦夫助手にも有益な助言と熱心な討論をいただきました。改めて深く感謝致します。

また数カ月の短い間でしたが、プラズマの数値解析の基礎を丁寧に教えて下さった阿部輝美女史、更にコンピュータの使い方、プログラミングの方法をわかりやすく教えていただき、本研究に関しても多くの助言をいただきました吉川幸雄氏（旭硝子（株））に心から感謝したいと思います。

本研究の超電導磁石に関する全ての情報は、岡村哲至君からいただきました。また第4章をまとめるにあたっては、遠藤康之君の協力を得ました。更に松原弘直君、岩野圭一郎君、本田聡君には、本論文の作成のために貴重な時間を裂いて頂きました。英文の論文を投稿するにあたりD. Biswas氏の多大なる助言を得ました。また諸先輩方、卒業された皆様、研究室の皆様にも研究生活の上でなにかとご迷惑をおかけしました。あわせて感謝する次第です。本当にありがとうございました。

最後に、本研究の計算は、東京工業大学並びに名古屋大学プラズマ研究所のコンピュータを用いて行った事を付記しておきます。