

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	ファラデー形CCMHD発電機の断熱効率に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	義家亮
Author(English)	
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第3557号, 授与年月日:1997年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第3557号, Conferred date:1997/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

平成八年度 博士論文
ファラデー形CCMHD発電機の
断熱効率に関する研究

指導教官
椛島 成治 教授
山岬 裕之 教授

東京工業大学
大学院総合理工学研究科
エネルギー科学専攻
94D32060 義家 亮

1997年3月

目次

記号表	iii
1 序論	1
1.1 CCMHD発電	1
1.2 ファラデー形発電機の特長とその研究の経緯	2
1.3 断熱効率と流路断面積比	4
1.4 本論文の目的と構成	7
2 ファラデー形発電機と実験装置	9
2.1 ファラデー形MHD発電機	9
2.1.1 発電流路形状	9
2.1.2 電極間距離	11
2.2 衝撃波管駆動の実験装置	11
2.2.1 衝撃波管	13
2.2.2 シード装置	13
2.2.3 ダンプタンク	13
2.2.4 マグネット	14
2.3 測定装置および測定方法	15
2.3.1 よどみ点圧力の測定	15
2.3.2 よどみ点温度の評価	15
2.3.3 シード率の測定	16
2.3.4 発電流路内の流体諸量の測定	17
2.3.5 発電流路内の電氣的諸量の測定	20
2.3.6 記録装置	20
3 発電特性と発電流路内の散逸過程	21
3.1 実験条件	21
3.2 エンタルピー抽出率と断熱効率	23
3.2.1 エンタルピー抽出率と出口マッハ数	23
3.2.2 断熱効率の外部負荷抵抗依存性	25
3.3 発電流路内の負荷率	27

3.3.1	ファラデー電流分布	27
3.3.2	負荷率の定義	29
3.3.3	負荷率の外部負荷抵抗依存性	29
3.4	ジュール散逸とエントロピー生成	31
3.4.1	ジュール散逸とエントロピー生成の関係	31
3.4.2	発電流路内のエントロピー生成	34
3.5	3章のまとめ	39
4	強いMHD相互作用下での発電実験	40
4.1	高負荷率・強いMHD相互作用下での発電実験の目的	40
4.1.1	理論的考察による負荷率と出口マッハ数を用いた発電性能評価	40
4.1.2	作動流体としてのアルゴンとヘリウムの相違点	43
4.1.3	作動流体にヘリウムを用いる目的	43
4.2	実験条件	44
4.3	エンタルピー抽出率と断熱効率	46
4.4	発電流路内の負荷率	47
4.4.1	発電流路出口マッハ数	47
4.4.2	ファラデー電流分布と電気伝導度	47
4.4.3	負荷率の外部負荷抵抗依存性	50
4.4.4	理論的考察との比較	50
4.5	エントロピー生成	52
4.6	4章のまとめ	55
5	結 論	56
5.1	本研究の結論	56
5.2	今後の課題	57
	参考文献	58
	謝辞	64

記号表

A	: 流路断面積 [m ²]
A^*	: 超音速ノズルスロート断面積 [m ²]
B	: 磁束密度 [T]
c_p	: 作動気体の定圧比熱 [J/(kg · K)]
E_i	: i 方向の電界強度 ($i = x, y$) [V/m]
$E.E$: エンタルピー抽出率 [%]
h_p	: プランク定数 (6.626×10^{-34}) [J · s]
h_o	: 全エンタルピー [J/kg]
I	: 光の強度
j_i	: i 方向の電流密度 [A/m ²]
K	: 負荷率
k_B	: ボルツマン定数 (1.381×10^{-23}) [J/K]
L	: 流路長さ [m]
l	: 光路長 [m]
M	: マッハ数
\dot{m}	: 質量流量 [kg/s]
P_{loss}	: 壁面摩擦による圧力損失項 [Pa/m]
P_o	: 全圧 [Pa]
P_{stag}	: よどみ点圧力 [Pa]
Q_{loss}	: 作動流体から壁面への熱損失項 [W/m]
R_L	: 負荷抵抗値 [Ω]
R	: 気体定数 Ar: 208.2 [J/(kg · K)], He: 2078 [J/(kg · K)]
s	: エントロピー [J/(kg · K)]
S_p	: インタラクションパラメータ
T_{stag}	: よどみ点温度 [K]
T_e	: 電子温度 [K]
T_s	: 光源の輝度温度 [K]
$T.I.$: 熱入力 [W]
u	: 作動気体の流速 [m/s]
γ	: 比熱比
ε	: シード率 (モル分率)

η_{ad} : 断熱効率 [%]
 η_e : 電気変換効率
 η_p : ポリトロープ効率
 λ : 波長 [m]
 ν : 共鳴線の振動数 [1/s]
 ρ : 作動気体の密度 [kg/m³]
 σ : 電気伝導度 [S/m]

添字

exit : 発電流路出口断面の緒量
main : 発電流路内主流の緒量
app : 電極間の見かけ [apparent] の緒量.
(電極間の平均のファラデー電界を用いて計算される.)

座標系について本論文では、直交座標系を用いた。作動気体が流れる方向をx軸、ファラデー起電力の方向をy軸、磁場の方向をz軸とする。

第 1 章

序 論

1.1 CCMHD 発電

MHD(Magneto-Hydro-Dynamics—電磁流体力学) 発電の原理は、強磁場の存在する流路中に導電性を持つ流体を流すことによって、流体の持つ熱 (エンタルピー) を電力に変換するものである。作動流体が磁場中を横切ると、ファラデーの電磁誘導の法則に基づいた起電力が発生し、これによって作動流体と外部回路を通じて流れる電流が発生する。作動流体は、この電流によって誘起されるローレンツ力に抗して流路中を流れることで、外部負荷に対して仕事をする。プラズマ MHD 発電はその作動流体としてプラズマ状態のガスを用いたもので、強い磁場中を流れる高温プラズマに生じる起電力を、流路壁面に設けられた電極から電気出力として取り出す [1]。

化石燃料等から得られる熱エネルギーを電気エネルギーに変換するとき、その変換効率が重要な問題になる。ガスタービンのような開放型の熱機関のサイクルは、一般にブレイトンサイクルとよばれる。理想的なブレイトンサイクルにおいて、熱効率はそのサイクルの最高温度に依存する。そのため、ガスタービン等を利用した火力発電の大幅な性能向上のためには、作動流体の流入温度の高温化が不可欠である。タービンのように高速回転部分を介する場合、材料の耐熱性や翼の冷却性能によって作動気体の流入温度が制限を受け、それがサイクルの最高温度の上限を決めている。現在、LNG を燃料とした蒸気タービンとガスタービンの複合サイクルからなる実際の火力発電所においては、サイクルの最高温度 1300°C 級のものが主流であり、今世紀中に 1500°C 級の実現が予想されている [2]。

一方、MHD 発電はガスタービンのように機械的駆動部分がなく、流体のエネルギーをそのまま電気エネルギーに変換するため、サイクルの最高温度をさらに高めることが可能である。また、大規模の MHD 発電流路では、MHD 発電流路壁を水冷した場合でさえ、その表面積/体積比が小さいために、熱損失は比較的少ない。よって、従来の蒸気あるいはガスタービンの発電機のトッピングサイクルとして MHD 発電機が導入された場合に、より高いプラント熱効率が得られることが予想されている [3]。

プラズマ MHD 発電はそのシステムとしての違いとして、オープンサイクル MHD (以後 OCMHD) 発電とクローズドサイクル MHD (以後 CCMHD) 発電に分けられる。OCMHD で

は3000K程度の化石燃料の燃焼ガスを作動流体とするのに対して、CCMHDでは希ガス（アルゴンまたはヘリウム）を作動流体として用いる。作動流体の電気伝導度は、少量のアルカリ金属（カリウムまたはセシウム）を気体中に混合する（シードする）ことで得られる。

技術的な観点から、CCMHD発電にはいくつかの利点がある。CCMHD発電の典型的なシステムの最高温度がおよそ2000°Cであり、これはOCMHD発電の2500～2700°Cとくらべて700°C程低い。また、作動気体であるアルゴンやヘリウムは反応性がない。これらの二つの点は共に、発電機の材料の側面でCCMHD発電のシステムを単純化し信頼性を増す。さらに、CCMHD発電では、作動流体内における希ガス原子と電子との弾性衝突によって、気体温度にくらべて電子温度が高い非平衡電離が実現されるために[4]、シード物質は4000～8000°Cの電子温度で完全に電離し、作動気体の電気伝導度は50～200S/mまで増加する。これはOCMHD発電の燃焼ガスプラズマに比べて1オーダー高く、したがって、発電流路内の高い出力密度が期待される。大きな出力密度は、超伝導磁石を小さくする。また、出力密度が高く気体温度が低いために、流路壁に対する熱損失が小さい。これらの利点から、従来のガスタービン複合サイクルを超える優れたエネルギー変換方式としてMHD-蒸気タービン、MHD-ガスタービン、MHD-ガスタービン-蒸気タービン等、多くの熱力学的システムがCCMHD発電に関して検討されている[5][6]。

CCMHD発電の研究はこれまでアメリカ、ロシア、オランダで行われたきたが、現在では日本での研究が最も盛んである[7]。東工大では、衝撃波管装置による高出力を目的とした発電実験において、ヘリウムを作動流体とした場合に32.5%のエンタルピー抽出率（発電機への熱入力に対する電気出力の割合）を達成している[8]。また、ブローダウン装置Fuji-1においても高い発電性能が実証され、作動流体にアルゴンを用いた実験で18.0%（室温基準¹）のエンタルピー抽出率を達成している[9][10]。一方、CCMHD発電機がガスタービン等との複合サイクルシステムに組み込まれる際に、発電性能のもう一つの指標である断熱効率が高いことが要求される。例えば、実際に高い熱効率を持つ複合サイクルを実現するためには、組み込まれるMHD発電機に対して、エンタルピー抽出率30%以上、断熱効率80%以上が必要であるとするシステム計算がなされている[6]。上記のものを中心とする東工大における最近のMHD発電実験では、エンタルピー抽出率の向上に伴い断熱効率も向上している。しかしその値は、発電流路内で大きな圧力損失により、依然として期待される値とくらべて低い値にとどまっており、断熱効率の向上が現在のもっとも大きな研究課題となっている。

1.2 ファラデー形発電機の特長とその研究の経緯

MHD発電機は、その発電流路の形状で、直線形とディスク形に分類され、その電極配置と結線方法によってファラデー型、ダイアゴナル型、ホール型に分類される。東工大では、この中で直線形ファラデー型（以後ファラデー形）とディスク形ホール型（以後ディスク形）の2種類の発電機について研究がなされている。ディスク形発電機は、電極数が少なく非常に高電圧で大きな電気出力を得ることができるが（前述の東工大における高エンタル

¹本論文の中では原則として絶対温度基準のエンタルピー抽出率を用いる

ピー抽出実験は全てディスク形発電機を用いている)、表面積/体積比が大きく、流路壁面での熱損失、摩擦損失等が大きい[11]。一方、ファラデー形発電機では、その直線型の流路形状により表面積/体積比が小さく壁面摩擦による圧力損失を軽減できるため、また表1.1に示すように電気変換効率 η_e がホールパラメータに依存しないので、 η_e の値を比較的高い値に設定することが容易なために、高い断熱効率が期待できるという特長がある。

表 1.1: ファラデー形発電機とディスク形発電機の負荷率と電気変換効率

	ファラデー形	ディスク (ホール) 形
負荷率	$K_F = \frac{E_y}{uB}$	$K_H = \frac{E_r}{\beta u B}$
電気変換効率	$\eta_e = K_F$	$\eta_e = \frac{\beta^2}{1 + K_H \beta^2} K_H (1 - K_H)$

K : 負荷率, E_y : ファラデー電界, E_r : ホール電界, u : 流速,
 B : 磁束密度, β : ホールパラメータ, η_e : 電気変換効率

これまでアルゴンを作動流体とするファラデー形MHD発電機の研究はアイントホーヘン工科大学(EUT)において盛んに行われてきた。EUTでは、1976年には衝撃波管駆動の発電機を用いて24%のエンタルピー抽出率を、1982年にはブローダウン装置を用いた実験において12.9%のエンタルピー抽出率を達成した[12][13]。しかし、これらの発電実験において、ストリーマと呼ばれるプラズマの非一様性のため、作動流体の十分な電気伝導度が得られないという事実が確認された[14][15]。EUTでは、これらの結果をもとにして行われた商用規模の発電機に対する性能評価の試算から、断熱効率、エンタルピー抽出率ともに期待される性能が達成されないと結論づけている[16][17]。

東工大におけるファラデー形発電機の研究は、カリウムを添加したアルゴンを作動流体としたものが長く行われた。これらは等断面の発電流路を持つ発電機を用いた実験が中心であり、発電機全体として高出力を得ることを目的とした研究は少ない。また、高いエンタルピー抽出率の実現を目的として、発電出力を重視した末広形発電流路を用いた発電実験が1987年から行われた。セシウムを添加したヘリウムを作動流体とした発電実験において、1990年に17.9% (室温基準) のエンタルピー抽出率が達成された[18]。しかし、このときは発電流路出口の全圧測定は行われていないため、断熱効率の評価はされていない。1991年からは、作動流体にセシウムを添加したアルゴンを用いた研究が行われたが、主にシュリーレン法を用いた超音速MHD流れの可視化を目的とした研究であったので、流路形状もそれ適した形状になっていたため、高いエンタルピー抽出率は得られていない[19]。

1.3 断熱効率と流路断面積比

1995年に断熱効率と発電機の流路断面積比との関係に対して、興味深い考察がなされた[20]。本節では、この考察をもとにして、まずファラデー形発電機の断熱効率に関する特長を、高エンタルピー抽出のディスク形発電機と比較する。

発電機の流路内を定常準一次元流れと仮定するとき、発電流路入口出口の全圧比 P_{exit}/P_{stag} は、エンタルピー抽出率 $E.E$ 、発電流路出口/スロート断面積比 A_{exit}/A^* 、発電流路出口マッハ数 M_{exit} を用いて、次式で表される。ただし、流路内の熱損失は無視している。

$$\frac{P_{exit}}{P_{stag}} = \sqrt{1 - E.E} \frac{A^*}{A_{exit}} \frac{1}{M_{exit}} \left\{ \frac{2 + (\gamma - 1)M_{exit}^2}{\gamma + 1} \right\}^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (1.1)$$

γ は比熱比を表す。式(1.1)は、以下のように解釈できる。エンタルピー抽出率が既知であるとき、作動流体の入口出口間の全エンタルピー差から流路出口の全温度を計算することができる。さらに出口マッハ数を仮定すると、気体の連続の式と状態方程式から、気体の流路出口全圧が求められる。

一方、断熱効率 η_{ad} は、エンタルピー抽出率と入口出口間の全圧比から次式で定義される[1]。

$$\eta_{ad} = \frac{E.E}{1 - \left(\frac{P_{exit}}{P_{stag}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \quad (1.2)$$

この式を P_{exit}/P_{stag} について解くと、

$$\frac{P_{exit}}{P_{stag}} = \left(1 - \frac{E.E}{\eta_{ad}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (1.3)$$

式(1.1)と式(1.3)から (P_{exit}/P_{stag}) を消去すると、参考文献[20]において示された次の理論式を得ることができる。

$$\eta_{ad} = \frac{E.E}{1 - \left(\frac{A^*}{A_{exit}} \cdot \frac{\sqrt{1 - E.E}}{M_{exit}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \cdot \left[\frac{2 + (\gamma - 1)M_{exit}^2}{\gamma + 1} \right]^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}}} \quad (1.4)$$

エンタルピー抽出率の値そのものは発電流路内部の現象に依存しているが、あるエンタルピー抽出率を得るときにどれだけの断熱効率を達成し得るかという、発電機の流体力学的な基本性能は、発電流路出口/スロート断面積比によってほぼ限定されるということを、式(1.4)は意味している。もちろん、発電流路内部の現象については、全く言及していないので、任意のエンタルピー抽出率に対して、断熱効率がおのずと予測されるということにすぎないが、MHD発電機の断熱効率向上のための方向性に重大な指針を与えるものである。

図1.1は、異なる出口/スロート断面積比を持つ2つの発電機について、式(1.4)にしたがい、出口マッハ数をパラメータとして、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係を示したも

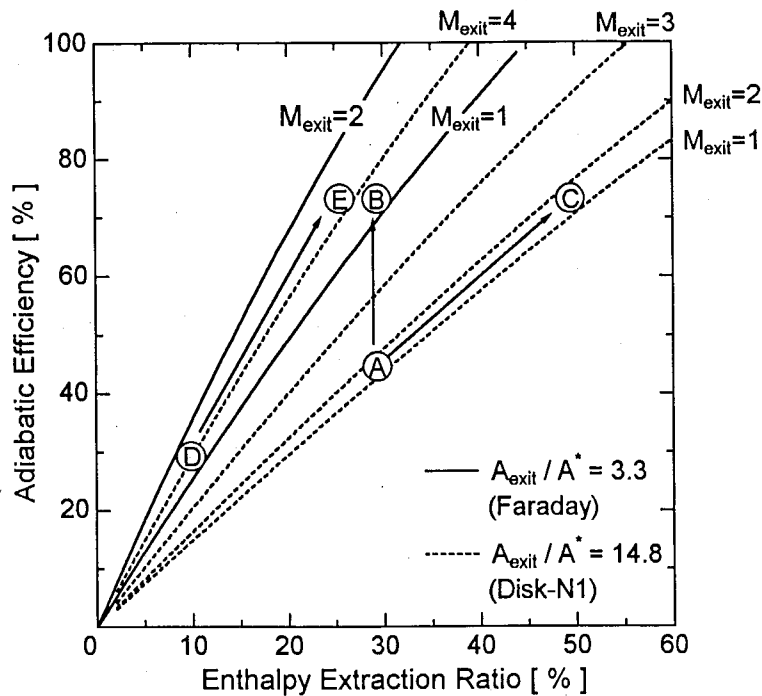


図 1.1: 異なる出口/スロート断面積比に対するエンタルピー抽出率と断熱効率の関係

のである。二つの断面積比は、本研究で使用されているファラデー形発電機の流路形状における出口/スロートの断面積比3.3と、高エンタルピー抽出のディスク形発電機の一例として東工大原子炉研の衝撃波管装置で使用されているディスク形発電機DISK-N1の断面積比14.8とした。図1.1からわかるとおり、任意のエンタルピー抽出率に対する断熱効率の値は、断面積比の小さい流路形状の方が高くなる。

断面積比14.8の発電機(ディスク形発電機DISK-N1)は、エンタルピー抽出率26.5%を達成しており [21]、図1.1の中ではAの位置にある。この発電機でさらに断熱効率の向上を考えると、図1.1中のA→Bに示されるように、流路内の散逸を減らして出口マッハ数を高くする方法と、図1.1中のA→Cのように、出口マッハ数を1～2のままエンタルピー抽出率を増加させる方法の二通りが考えられる。A→Bの場合、図1.1からわかるとおり、複合サイクルから期待される70%程度の断熱効率を実現するためには、流路出口で3～4という高マッハ数にならなくてはならない。かりに、このような高マッハ数を実現できたとしても、流体が最終的に亜音速となるためのディフューザ損失まで考慮した場合、断熱効率は大幅に下がることが予想される。A→Cの場合、エンタルピー抽出率が50%程度とならなくては、70%程度の高断熱効率を実現することはできない。いずれにしても、断面積比が大きな発電機は、今後断熱効率の向上を図るために困難な課題が残されているといえる。

一方、断面積比3.3の発電機では、図1.1中のEのように、流路出口マッハ数が1～2の範囲内で、25%程度のエンタルピー抽出率を達成すれば、断熱効率も70%程度となることが予想される。ここで、本研究で用いられているファラデー形発電機は断面積比3.3という

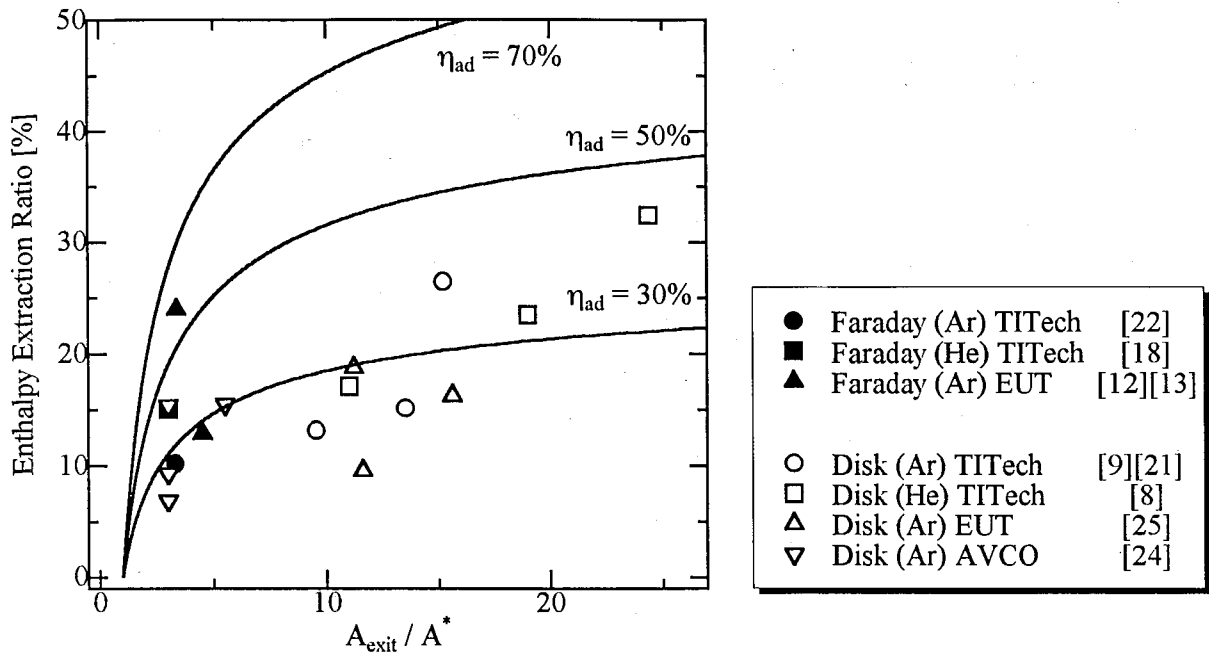


図 1.2: 出口/スロート断面積比とエンタルピー抽出率の関係

小さな断面積比ながら、この発電機を用いてこれまでに行われた発電実験の中で10.2%のエンタルピー抽出率を達成している[22]。したがって、図1.1中D→Eのように小さい断面積比を持つ発電機では、流路出口において高マッハ数にすることなく、電気出力の向上を図ることによって高い断熱効率が期待できる。

次に、ある流路断面積比の発電機が達成し得る最大のエンタルピー抽出率について考える。式(1.1)において、 $E.E$ の値にかかわらず、 $M_{exit} = 1$ のときに P_{exit}/P_{stag} は最小となる。また、式(1.3)で、任意の η_{ad} に対して、最小の P_{exit}/P_{stag} は最大の $E.E$ をもたらす。したがって、ある断面積比が与えられているときに、任意の η_{ad} に対して最大の $E.E$ をもたらす M_{exit} は1となる[23]。よって、ここでは $E.E$ の最大値に興味があるので、式(1.4)に $M_{exit} = 1$ を代入し、 A_{exit}/A^* について解くと、次式を得る。

$$\frac{A_{exit}}{A^*} = \frac{\sqrt{1 - E.E}}{\left(1 - \frac{E.E}{\eta_{ad}}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} \quad (1.5)$$

この式は、 $E.E$ について陽に解くことはできないが、任意の断熱効率 η_{ad} に対して、 $E.E$ が A_{exit}/A^* の関数で与えられることを表している。

図1.2に、式(1.5)において断熱効率 η_{ad} に30%、50%、70%を代入したときの、 A_{exit}/A^* と $E.E$ の関係を実線によって示す。それらは、 $A_{exit}/A^* = 1$ のとき $E.E = 0$ の点から、断面積比が増加するにつれてエンタルピー抽出率が増加することを表している。また、同じ断面積比に対しては、断熱効率が高いほどにエンタルピー抽出率も高い。図1.2には、

ファラデー形発電機とディスク形発電機の両方について、過去の代表的な発電実験における最大のエンタルピー抽出率を、その発電機の流路断面積比に対してプロットしている [8][9][12][13][18][21][22][24][25]。ここに示した発電実験の中には、断熱効率が実際に測定されていないものが、多く含まれている。しかしこの図から、各発電実験における断熱効率のおおよその値が推測できる。エンタルピー抽出率の大小にかかわらず、断熱効率30%の曲線のまわりに、実験値は分布しており、大きな断面積比の発電流路を用いた高エンタルピー抽出実験が、必ずしも高断熱効率を導くものではないことが示されている。また、断熱効率の観点からみれば、過去の実験結果においてもファラデー形発電機は、ディスク形発電機に劣るものではないことがわかる。

1.4 本論文の目的と構成

前節までに、CCMHD 発電をガスタービンや蒸気タービンと組み合わせた複合発電において高い熱効率を実現するためには、CCMHD 発電における高い断熱効率が必要とされることを述べた。また、発電流路の形状や電極配置の異なる MHD 発電機の中で、ファラデー形 MHD 発電機が高い断熱効率を得るために優位な特長を持つことを示した。

そのファラデー形 MHD 発電機において、実際に高い断熱効率を実現するためには、MHD 発電流路内の全圧損失を低減することが必要である。全圧損失は、壁面摩擦や衝撃波による流体力学的な散逸と、流体がなした仕事が外部に電気出力として取り出されずに流体自身を加熱するというジュール散逸の、両者によって引き起こされる。本研究で対象とする超音速発電機では、特に流体力学的な散逸の中でも、衝撃波による大きな全圧損失を避けるような運転条件で発電を行うことが重要である。一方、ジュール散逸を減らすには、発電流路内の電気変換効率を高めることが有効である。しかしながら、MHD 発電流路内の電気変換効率を実測し、それに基づいてジュール散逸を評価して、それらの断熱効率に対する影響を実験的に明らかにすることを目的とした研究は、これまでに行われていない。特に、ジュール散逸は発電流路内の局所的な量であり、直接測定することができないため、その流路内の分布やその断熱効率への影響を具体的に評価することは難しい。

以上のことから本論文では、希ガスを作動流体とするファラデー形 MHD 発電機を用いて、高エンタルピー抽出を目的とした発電実験を行い、発電流路出口全圧を測定することによって、実測値としての断熱効率と、その外部負荷抵抗依存性を実験的に明らかにする。同時に、発電流路内の複数点において測定した負荷率、またそれらから評価されるジュール散逸によるエントロピー生成を検討することにより、発電流路内のジュール散逸過程の定量的な評価を行い、その断熱効率との関連を考察する。また、発電性能に関する簡単な理論的考察と発電実験の結果の比較から、ファラデー形 MHD 発電機において高い断熱効率を実現するための指針を得る。

以下に本論文の構成を示す。

第1章「序論」では、CCMHD 発電機が複合サイクルに組み込まれる際に必要とされる高い断熱効率を得るために、ファラデー形発電機が優位な特長を持つことを述べて、さらにそれを用いた発電実験の目的を明らかにした。

第2章「衝撃波管を用いた実験装置」では、本研究で使用したファラデー形MHD発電流路と衝撃波管駆動の実験装置、さらに発電実験における計測系について説明する。

第3章「発電特性と発電流路内の散逸過程」では、アルゴンを作動流体とした発電実験の結果をもとに、断熱効率の値と、その外部負荷抵抗依存性、さらに発電流路内のジュール散逸過程の定量的な評価を行い、その断熱効率との関連を考察する。

第4章「強いMHD相互作用下での発電実験」では、簡単な理論的考察から、高い断熱効率を実現するためには、高い負荷率と強いMHD相互作用が同時になりつつ必要性があることを示し、これを実証するために、作動流体をヘリウムとして行われた発電実験の結果について述べる。

第5章「結論」では、本研究において明らかとなった結果をまとめ結論とする。

第 2 章

ファラデー形発電機と実験装置

本章では、本研究で行われた発電実験において用いられたファラデー形 MHD 発電機、衝撃波管駆動の実験装置、各種測定系の順に説明する。

2.1 ファラデー形 MHD 発電機

本研究で用いたファラデー形 MHD 発電機の形状を図 2.1 に示す。この発電機は超音速ノズル一体型で、全長は 549 mm、発電機入口断面積は $30 \times 100 \text{ mm}^2$ 、ノズルスロート断面積は $12 \times 100 \text{ mm}^2$ 、発電機出口断面積は $44 \times 100 \text{ mm}^2$ となっており、その絶縁壁間が流路方向に拡大している。また、材質は透明アクリルと FRP である。ファラデー起電力を取り出す電極は、幅 4 mm の銅製のものを 35 対、発電機流れ方向にピッチ 10 mm で、流れを乱さないように絶縁壁にフラッシュマウントしてある。本節では、発電機的设计するにあたって特に留意した点を述べる。また、本論文の中では、発電機本体と区別して、発電機内の 1 番電極から最下流の 35 番電極までの発電部分を発電流路とよぶことにする。

2.1.1 発電流路形状

MHD 発電において発電機の流路形状は、エンタルピー抽出率や断熱効率等に特に影響を与えるものであり、本研究において議論の中心となるものである。1.3 節において高い断熱効率を得るためには、小さい発電流路出口/スロート断面積比の発電流路を用いて、高いエンタルピー抽出率を得ることが重要であることを述べた。したがって、本研究で用いるファラデー形発電機の流路は、スロートの断面積 $12 \times 100 \text{ mm}^2$ に対して、発電流路出口の断面積 $40 \times 100 \text{ mm}^2$ 、すなわち発電流路出口/スロート断面積比は 3.3 となっており、この値は東工大の他の高エンタルピー抽出実験に使われた発電機流路のそれと較べて小さい [8][21]。

一方、発電流路入口の断面積は $40 \times 100 \text{ mm}^2$ であり、等エントロピー的な気体膨張を仮定すると、発電流路入口のマッハ数は 2.4 となる。研究室で用いられる磁場の磁束密度は 2.4 T と E.U.T の発電実験等で使われたものに比べて大きなものではない。MHD 発電における起電力は流速と磁束密度の積によって決まるため、大きな起電力を得るには高い流速

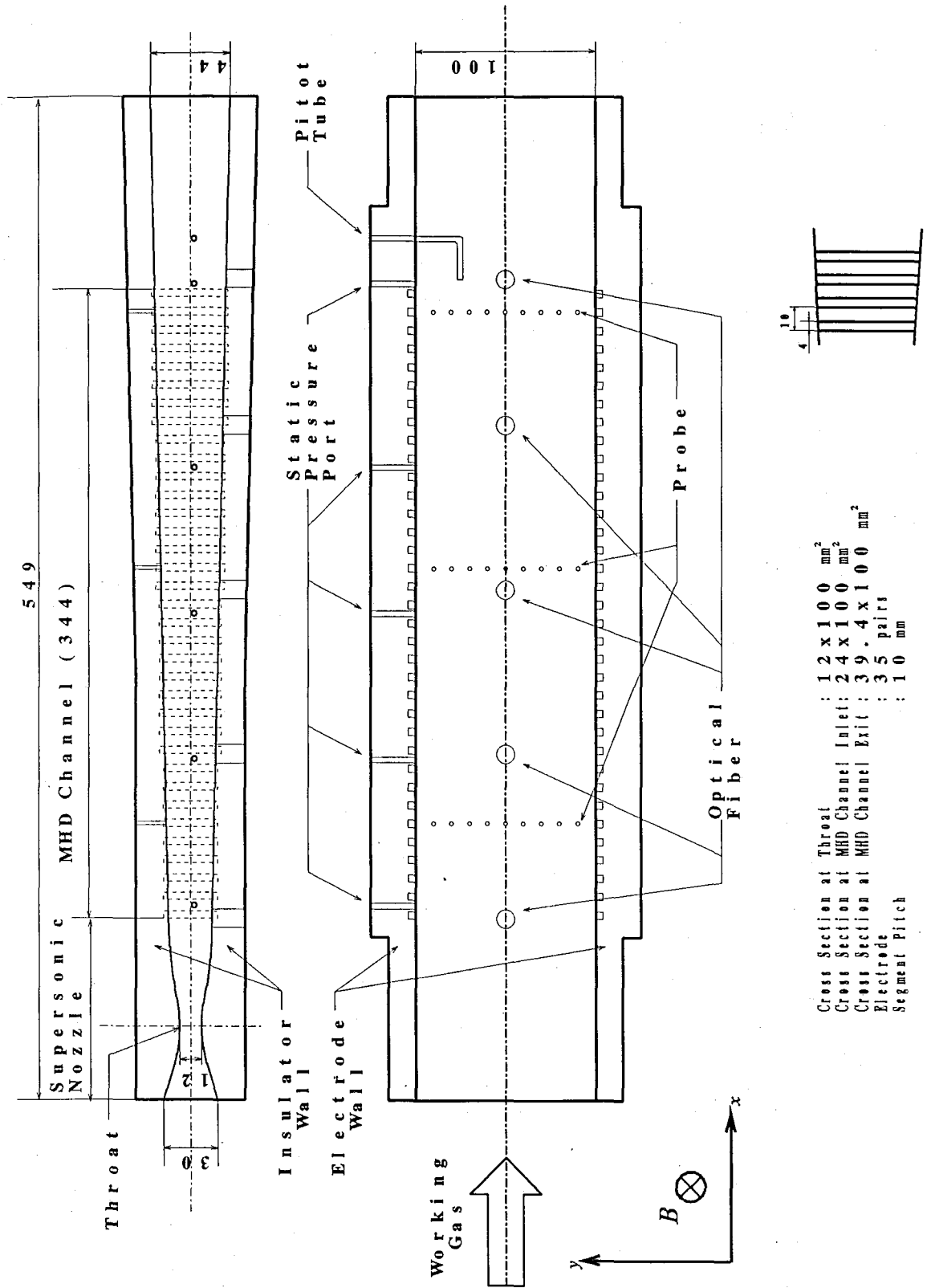


図 2.1: ファラデー形 MHD 発電機

を与えなくてはならない。また、ファラデー形発電機において電離緩和領域を小さくし速やかに電離を完了させるためには、発電流路入口から、作動流体に大きな起電力を発生させ大きなジュール加熱が行われる条件を与えなくてはならない。したがって、本研究で用いた発電機では、発電流路入口におけるマッハ数が過去のファラデー形発電機と比べて比較的高めになっている。

発電機の超音速ノズル部は、作動流体が衝撃波管下端のよどみ点から速やかに、かつ一様に加速して発電流路に導かれるように、その長さはできるだけ短くし、その形状は特性曲線法を用いて設計した。

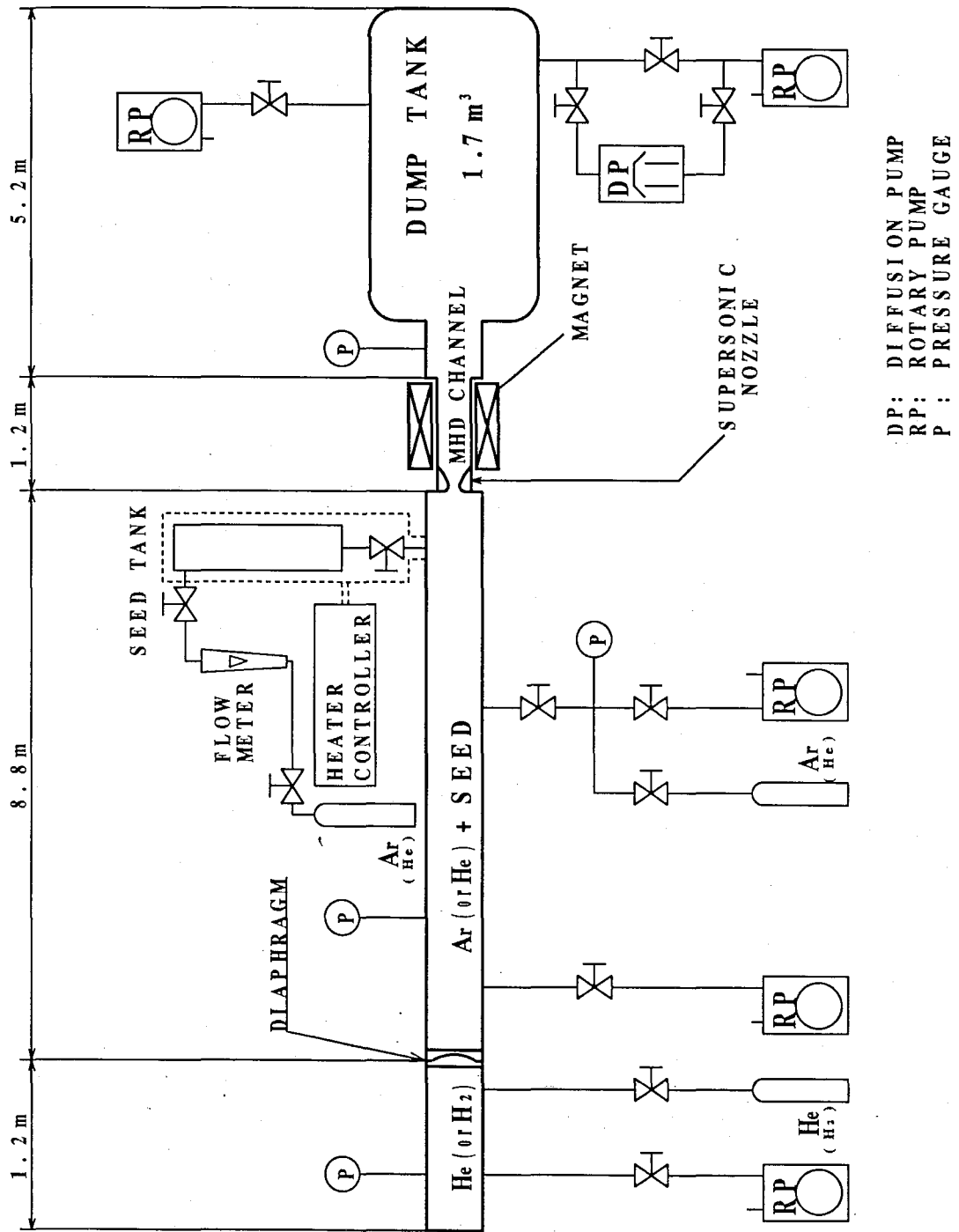
2.1.2 電極間距離

高出力のファラデー形MHD発電機を実現しようとしたとき障害となる大きな問題点の一つとして、電極付近の電圧降下が知られている[12]。電圧降下とは、MHD発電流路内における電極近傍のファラデー電界が、主流のファラデー電界よりも小さくなる、あるいはその値の正負が逆転する現象のことである。作動流体内部で、ファラデー起電力を生じる作用よりも、内部抵抗による負荷としての作用が支配的となっているとき、電圧降下は大きくなりファラデー電界が負となって現れる。従って主流で発生した電力のうち、この領域で消費される電力は、作動流体内部での散逸となり、外部に電気出力として取り出すことができない。ファラデー形発電機では電極数が多いため、それぞれの電極における電圧降下による損失が、全体の電気出力に対して大きな影響をおよぼす。

この影響を軽減し発電機性能を向上させるには、アノードとカソードの電極間距離を大きくすることが有効である。つまり、同じ流路断面積であっても、電極間に十分電位差が存在する条件を与えることにより、相対的に電圧降下による損失の影響を軽減することができる。したがって、本研究で用いるファラデー形発電機では、流路全体で流路断面積に対して極端に大きな電極間距離を与えられている。そのために表面積/体積比が大きくなり、1章においてのべたファラデー形発電機の特長である小さい表面積/体積比とは矛盾するように思われるが、これはあくまでもディスク形の発電流路に対しての比較である。またこれらは、将来的に発電機自体の大型化がなされれば、解決される問題である。

2.2 衝撃波管駆動の実験装置

CCMHD発電では、2000 K程度以上に加熱された高温の希ガスを作動流体として用いる。実際の発電プラントにおいては、蓄熱型熱交換器を介して、化石燃料の燃焼ガスと希ガスとの熱交換により、高温の作動流体を得る方法が考えられている。本研究では、高純度で任意の温度と圧力の作動流体を比較的容易に得ることができ、また発電時間が短いために耐熱性の面で装置全体を簡単に構成できるという利点を持つ衝撃波管を駆動装置として用いている。図2.2に衝撃波管駆動の実験装置の概略を示す。



Shock Tube Facility

图 2.2: 驱动装置概略图

2.2.1 衝撃波管

衝撃波管の形式としては、下流端で閉じているとみなす標準型と考える事ができる。衝撃波管は内径 130 mm、全長 10 m のステンレス製の鋼管からなる。管はアルミニウム製の隔膜により、低圧部と高圧部に隔てられる。高圧部には作動気体よりも音速の速い気体を充填する必要があるため、本研究ではアルゴンを作動流体とするときにはヘリウムを、ヘリウムを作動流体とするときには水素を使用した。低圧部に作動流体となるセシウムを添加したアルゴン（あるいはヘリウム）を導入する。高圧部の圧力をあげて隔膜を自然破膜させると、低圧部中に衝撃波が発生する。この衝撃波は低圧部気体中を下流方向へ伝播し、衝撃波管下流端において反射する。その後、衝撃波管下流端、すなわち反射衝撃波の背後の領域は、低圧部に封入された気体が流速 0 のまま衝撃波圧縮、つまり断熱圧縮、昇温されている状態になる。この高温高圧の領域が作動流体として用いられる。この領域は高圧部と低圧部の初期圧の設定により、任意の気体温度と圧力を得ることができる [26]。このようにして得られた作動流体が、超音速ノズルを通じて発電流路に導入される。

2.2.2 シード装置

MHD 発電におけるシード率は、発電性能を左右する重要なパラメータの一つである。本実験では、低圧部に導入される作動流体のシード率の一様化を図るため次のような方法でセシウムの希ガスへの添加を行った。セシウムはあらかじめ、容積 0.3 l のステンレス製のシードタンク内に封入する。セシウムはガラス管に封入されているため、まずセシウムをガラス管ごとシードタンクに装填し、不純物を除去するために数度にわたってタンク内の真空排気とアルゴンの充填を繰り返す。その状態でガラス管を破壊してセシウムをタンクに封入した後、タンク外側より電気ヒーターで 200°C 程度まで加熱し、タンク内にシードの蒸気を発生させる。このシードタンクを通してアルゴンを衝撃波管後端から低圧部に導入し、作動気体のシード添加がなされる。

シードの添加量のコントロールは、ヒーターによるシードタンクの温度調節、アルゴンの流量調節により行われる。また低圧部には作動気体に光を透過させてシード物質による光の吸収を観測する光学系を設けた。光源にはセシウムを封入したネオンガスの中空陰極管を用いた。実験時において透過光を光電子増倍管によりモニターして衝撃波管内のシード量の目安とした。また、衝撃波管上端部に設置したロータリーポンプを用いて、低圧部内に微速流を作り出し、低圧部の圧力上昇の防止、ならびにセシウムの一様分布を図った。

2.2.3 ダンプタンク

衝撃波管により加熱された作動気体の導入による発電機内の圧力の急激な上昇を防ぎ、背圧の上昇に伴う流体特性の劣化を防ぐため発電機後流に容積 1.7 m³ のダンプタンクを設置した。ただし、衝撃波管作動前の初期状態において、衝撃波管低圧部および発電機とダンプタンクの間がしきられていないため、ダンプタンクの初期圧は衝撃波管の低圧部初気圧、すなわち数十 Torr に等しい。

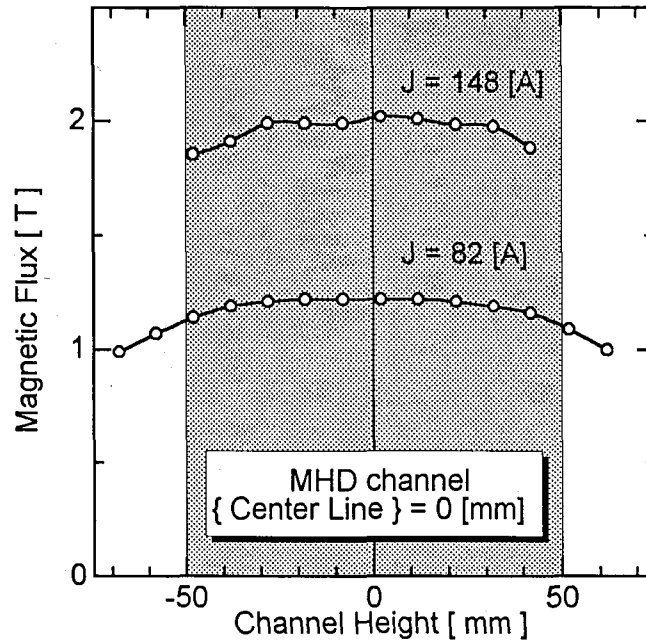


図 2.3: 流路高さ方向の磁場分布

2.2.4 マグネット

本研究で発電実験の際用いたマグネットは、自冷式鉄心常伝導電磁石で、励磁電流により磁束密度を調整することができる。磁極には高さ 100 mm、長さ 300 mm の長方形で、磁極間距離 80 mm であるものを使用した。これにより磁極中心位置において最大磁束密度 2.43 Tesla が得られる。

本研究では電極間距離の大きな発電流路を用いるため、流路高さ方向に広く一様な磁場を必要とする。そのためガウスメーターにより発電流路内高さ方向の磁束密度分布を測定した。図 2.3 は、励磁電流が 82 A、148 A の場合の磁束密度分布である。これより、高さ方向の両端においても中心磁束密度と大きな差がない磁束密度分布が得られていることが確認できた。ただし、磁場の励磁時間に制限があるため、最大磁束密度を得る励磁電流に対して、磁場分布を測定することはできなかった。

2.3 測定装置および測定方法

ここでは、衝撃波管のよどみ点と発電流路内の各諸量の測定に用いた測定装置および測定方法について述べる。

2.3.1 よどみ点圧力の測定

作動気体のよどみ点圧力の測定には、圧力変換半導体 (TOYODA 社製 PMS-05H) を用いた。変換器は、衝撃波管下流端に形成されるよどみ点位置に設置し、広帯域アンプを介して波形記録装置に接続した。

2.3.2 よどみ点温度の評価

衝撃波の関係式を用いたよどみ点温度の評価

高温の作動流体が形成される衝撃波管下流端では、破膜後低圧部の初期圧状態から入射衝撃波、反射衝撃波によって、2段階に衝撃波圧縮、昇温される。この低圧部初期圧状態を添字1、入射衝撃波の背後の状態を添字2、反射衝撃波の背後の状態つまり実際に発電機に導かれるよどみ点状態を添字5で表すと、それぞれの圧力、温度について次のような衝撃波におけるランキン-ユゴニオの式[27]が成り立つ。

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\frac{P_2}{P_1} \left(\frac{P_2}{P_1} + \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right)}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{P_2}{P_1} + 1}, \quad \frac{T_5}{T_2} = \frac{\frac{P_5}{P_2} \left(\frac{P_5}{P_2} + \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right)}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{P_5}{P_2} + 1} \quad (2.1)$$

この2式から T_2 を消去すると次式を得る。

$$T_5 = \frac{\frac{P_5}{P_2} \frac{P_2}{P_1} + \frac{\gamma+1}{\gamma-1}}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{P_5}{P_2} + 1} \cdot \frac{\frac{P_2}{P_1} + \frac{\gamma+1}{\gamma-1}}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{P_2}{P_1} + 1} T_1 \quad (2.2)$$

P_2 はよどみ点圧力 P_5 を測定する際の時間波形において同時に測定できる。よって、式(2.2)において T_1 を室温で近似し、 P_1 に実験開始段階の低圧部圧力を、 P_2 、 P_5 に測定結果から得られた値をそれぞれ代入すれば、よどみ点温度 T_5 が求められる。

偏光ラインリバーサル法を用いたよどみ点温度の測定

よどみ点温度の測定において、上記の衝撃波の関係式を用いる方法の他に、非接触の偏光ラインリバーサル法による測定も行った。まずラインリバーサル法の測定原理について説明する。光源からの連続光の強度 I_s 、測定部の作動気体の発する共鳴線強度 I_p 、作動気体の共鳴線強度と作動気体に吸収されて減衰した光源からの連続光強度との和 I_t 、それに

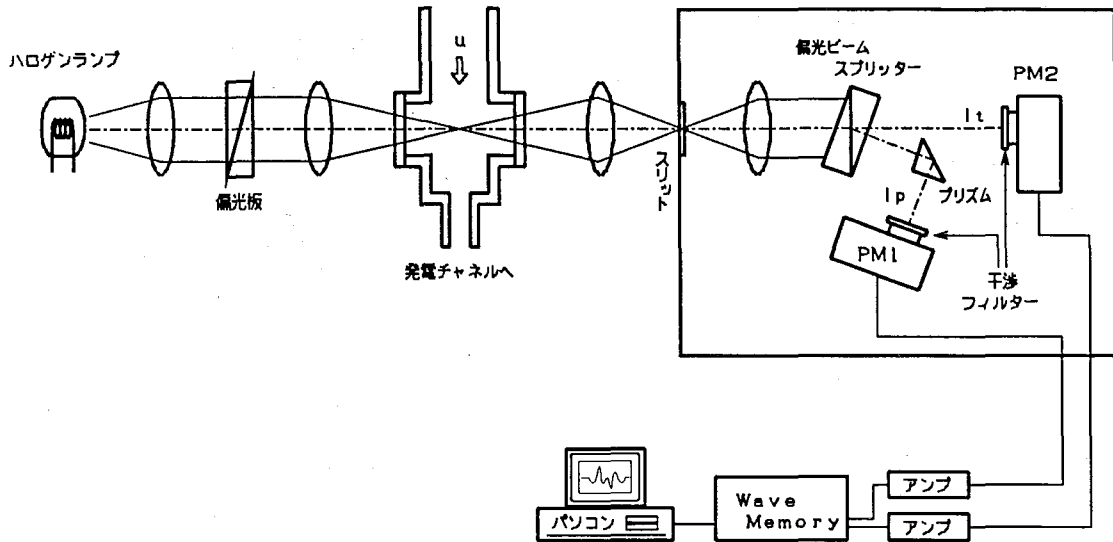


図 2.4: 偏光ラインリバーサル法の光学系

既知である光源の輝度温度 T_s から、下に示す式 (2.3) により、測定部の気体温度を求めることができる [28]。

$$\frac{1}{T_{stag}} = \frac{1}{T_s} + \frac{k_B}{h_p \nu} \ln\left(1 - \frac{I_t - I_s}{I_p}\right) \quad (2.3)$$

本研究では偏光を利用した偏光ラインリバーサル法 [29] であり、 I_p と I_t を同時に測定するため、よどみ点温度を時系列データとして測定することができる。光学系を図 2.4 に示す。光源には、ハロゲンランプを用いた。スペクトル線には、セシウム 6p-6s (852.1nm) 遷移による共鳴線の Blue Wing (840nm 付近) を使用した。この偏光ラインリバーサル法で求めた温度と衝撃波の関係式 (2.2) を比較すると、最大で 200 K 程度の差が見受けられた。この原因については、衝撃波の関係式において低圧部の初期圧の測定誤差、偏光ラインリバーサル法において光源の輝度温度のずれ、等が考えられる。本研究では、偏光ラインリバーサル法から求められるよどみ点温度は、その時間変化をみてよどみ点の定常時間を確認するために用いることとし、熱入力の評価に使われるよどみ点温度としては一貫して衝撃波の関係式 (2.2) から求まる値を用いた。

2.3.3 シード率の測定

偏光ラインリバーサル法によってシード率を求める場合は、換算吸収係数 $K(\nu)$ を用いて、次式のように光源の透過率を評価することで求めることができる [30]。

$$\frac{I_t - I_p}{I_s} = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} g(\nu_0, \nu) \exp \left\{ -K(\nu) \varepsilon \left(\frac{P_{stag}}{k_B T_{stag}} \right)^2 l \right\} d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} g(\nu_0, \nu) d\nu} \quad (2.4)$$

l は測定領域の光路長をあらわす。 $K(\nu)$ が干渉フィルターの波長特性 $g(\nu_0, \nu)$ の中でほぼ一定であるとみなせば、式(2.4)は次式のように約分される。

$$\frac{I_t - I_p}{I_s} = \exp \left\{ -K(\nu) \varepsilon \left(\frac{P_{stag}}{k_B T_{stag}} \right)^2 l \right\} \quad (2.5)$$

従ってシード率 ε は、次式であらわされる。

$$\varepsilon = -\frac{1}{K(\nu)l} \left(\frac{k_B T_{stag}}{P_{stag}} \right)^2 \ln \frac{I_t - I_p}{I_s} \quad (2.6)$$

2.3.4 発電流路内の流体諸量の測定

発電流路内の静圧の測定

発電流路の電極壁面には静圧測定用の孔を発電流路入口から7mm、87mm、167mm、247mm、347mmの位置に合計5カ所設けた。測定には比較的高磁場中でも測定可能なKISTLER社製ピエゾ圧力変換素子(型番4043A1及び4043A2)を使用した。測定に際しては電氣的影響をできるだけ避けるため、アンプの電源はトランスにより絶縁し、またアンプと波形記録装置の間も絶縁アンプを介して接続した。

発電流路出口全圧の測定

発電流路出口付近、発電流路入口から347mmの位置に全圧ピトー管を挿入し、発電流路出口全圧の測定を行った。管は外径2.5mm、開口直径2.1mmのしんちゅう製で、図2.5のように側壁に固定されている。導圧管によって流路外部の側圧室まで導かれた後は、前述の静圧測定と同様にKISTLER社製ピエゾ圧力変換素子(型番4043A2)を使用した。また、全圧管を挿入する際、その全圧管が流れ場を乱さないか検討する必要がある。今回の実験において、流路断面積に対して全圧管を挿入することにより減少する断面積が全体の1.3%と小さい値であることから、全圧管が流路の有効的な断面積を変化させるブロックエッジの影響は大きくないと考えられる[31]。

また、衝撃波管実験のように発電時間の短い実験では、ピトー管等を用いて圧力測定を行う際に、導圧管の応答性を考慮する必要がある。被測定部の圧力が P_A から P_B へステップ状に変化する場合、受感部の圧力 P_t の時間変化は近似的に次式で表される[31]。

$$\frac{P_B - P_t}{P_B - P_A} = e^{-t/k} \quad (2.7)$$

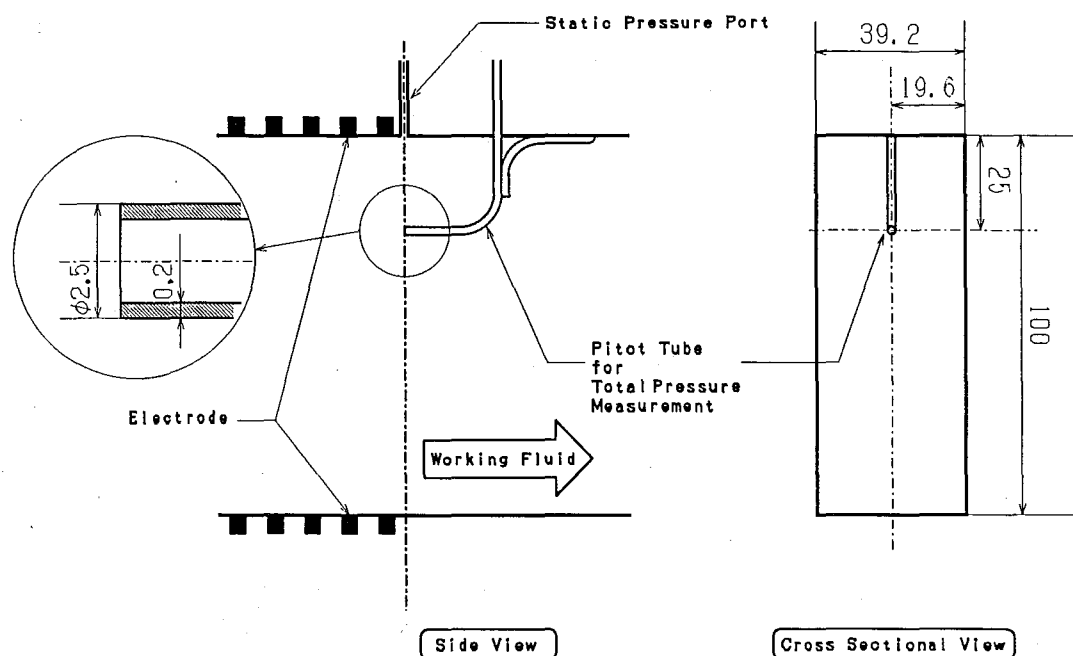


図 2.5: 全圧管概略図

ここで、 k は近似的に次式で表される。

$$k = \frac{128\mu l V}{\pi d^4 \bar{P}_t} \quad (2.8)$$

l 、 d は、それぞれ導圧管の長さ、 V は系全体の体積を表す。また、 \bar{P}_t は P_t の時間平均値、 μ は流体の粘性係数である。これらを用いて、本研究で作動流体として用いる2種類のガスに対して、その代表的な発電実験条件におけるピトー管の応答時間の評価を行った。 P_t の90%の回復時間として評価した結果を表2.1に示す。この結果により、発電実験を行ったそれぞれの作動流体において、ピトー管の反応時間は、発電時間に対して短いとみなすことができる。

表 2.1: ピトー管応答時間と発電時間

作動流体	アルゴン	ヘリウム
ピトー管応答時間 (msec)	0.2	0.17
発電時間 (msec)	~4	~0.5

ところで、全圧管が挿入された領域における流れが超音速の場合は、全圧管によって測定される圧力は離脱衝撃波を介した圧力となるため、ピトー管公式を用いて補正する必要

がある。よって同じ領域における静圧 P_s と全圧管の測定圧 P'_0 の比から、まず流れが超音速であるか、亜音速であるかを判断し、その後それぞれの場合において以下に示すように、流路出口の全圧 P_0 を決定する。なお、実際においては、流路断面積内で静圧は一定であると仮定し、 P_s には同一断面内の側壁に設けられた静圧孔によって測定された値を用いた。

- 亜音速の場合

全圧管で測定される圧力がその領域の全圧であるから、

$$P_0 = P'_0 \quad (2.9)$$

としてよい。

- 超音速の場合

静圧 P_s と全圧管によって測られる圧力 P'_0 の間に次のピトー管公式が成り立つ [31]。

$$\frac{P_s}{P'_0} = \left\{ \frac{2}{(\gamma + 1)M^2} \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma + 1}M^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right\}^{\frac{1}{\gamma - 1}} \quad (2.10)$$

M は離脱衝撃波以前の流れのマッハ数である。この式 (2.10) に実際に測定された P'_0 、 P_s を代入し、流れのマッハ数 M を求める。このマッハ数 M と静圧 P_s を等エントロピーの関係式、

$$\frac{P_0}{P_s} = \left\{ 1 + \frac{\gamma - 1}{2}M^2 \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (2.11)$$

に代入することによって、実際の全圧 P_0 が決定する。

共鳴線発光強度の相関を利用した流速評価

プラズマ中で励起した原子がより低い励起準位に遷移するとき、そのエネルギー準位差にしたがった波長の光を放出する。本研究では、共鳴線としてセシウム遷移の際放出される波長 635nm のものを選び、流路方向に異なる 4 カ所において測定した。ただし、絶対強度を測定するのは困難なため、本研究では複数点において発光強度の相対的な時間変化を測定することによって、プラズマの時間的または空間的な非一様性を調べるために利用するにとどめた。特に、この共鳴線発光強度のゆらぎを利用して、作動流体の流速を評価を行った。具体的には、発電流路方向に異なる 2 点の発光強度の測定結果に関する 2 つの時系列データから、それらの相互相関係数を求める事により、2 点間を通過する作動流体の平均速度が求まるというものである。このとき、プラズマの発光は作動流体の速度と同じ速度で移動するものとしている [32]。

測定には、光電子増倍管を使用し、光を導くための光ファイバーは発電流路側面に、発電流路入口から 0mm、90mm、180mm、270mm の位置に合計 4 カ所取り付けた。光ファ

イバーには、三菱レーヨン社製プラスチックファイバー(型番 SH4001)を用いた。プラスチックファイバーは本研究で利用したような赤外領域での透過性があまりよくないが、接続部等の光の損失を抑制すれば、十分な精度を得られることを確認した。

2.3.5 発電流路内の電氣的諸量の測定

ファラデー電流の測定

発電機の電氣的測定を行う際、発電プラズマが測定系を通して内部回路に影響を与える恐れがあるため、測定系と測定対象との電氣的絶縁に注意を払った。各負荷抵抗を流れる電流は、非接触の電流計(LEM module LT 100-P)によって測定した。測定機器の数に制限があるため35対の電極のうち、上流から1番、5番、10番、15番、20番、25番、30番、35番電極について測定を行った。実験結果を整理するに際し、それ以外の電極における出力電流の値を必要とする場合には、上記の電極の測定結果から直線補完を行って評価した。

ファラデー電位分布の測定

本研究で用いたファラデー形発電機の流路内には、流路高さ方向の電位分布を調べるための静電プローブが9本ずつ計3ヶ所(6、20、34番電極の位置)に設けられている。このうち、6、20番電極の2ヶ所においてファラデー電位分布の測定を行った。これらによる電位分布の測定は、すべて高耐圧のトランス結合絶縁アンプを介して行った。この絶縁アンプの帯域は、DC~1MHz(-3dB)であり、本実験での測定に関しては十分広帯域であるといえる。

2.3.6 記録装置

以上の諸量を記録する波形記録装置としてはデジタルウェーブメモリ(エレクトロニカ社製 ELK7000及びELK3000)を用いた。ウェーブメモリの時間分解能はこれらの機種に依存するので、高い時間分解能が望まれるよどみ点諸量、ファラデー電流、共鳴線発光強度等の測定においてはサンプリングタイム $0.5\mu\text{sec}$ のものを使い、それ以外は適宜サンプリングタイム $10\mu\text{sec}$ のものを利用した。記録時間は流体が発電流路内で安定していると思われる時間を考慮して、8~10msecとした。なおウェーブメモリのトリガ信号としてはよどみ点圧力の変化を用いた。よどみ点に入射衝撃波が到達する瞬間を感知し、その時刻から任意のディレイタイム(+設定可)を設定するようにした。

第 3 章

発電特性と発電流路内の散逸過程

本章では、アルゴンを作動流体として用いた発電実験から、ファラデー形発電機の発電特性と、それに対するよどみ点圧力の影響などについて述べる。特に、発電流路出口全圧を測定することによって、実測値としての断熱効率と、その外部負荷抵抗依存性を実験的に明らかにする。同時に、発電流路内の複数点において測定した負荷率、またそれらから評価されるジュール散逸によるエントロピー生成を検討することにより、発電流路内のジュール散逸過程の定量的な評価を行い、その断熱効率との関連を考察する

3.1 実験条件

実験条件は、表1に示すように、よどみ点圧力の違いによって、2つのシリーズに分類される。本論文では、よどみ点圧力が0.27MPaのシリーズを高圧条件、0.19MPaのシリーズを低圧条件と呼ぶことにする。各圧力条件において、よどみ点圧力、よどみ点温度、シード率をほぼ一定に保ち、外部負荷抵抗値を変えた実験を行った。図3.1に、典型的な発電実験における、よどみ点圧力、よどみ点温度（偏光LR法）、シード率、発電流路内のファラデー電流（5番電極、20番電極）、発電流路入口出口間の全圧比、流路出口のマッハ数の時間波形を示す。反射衝撃波の断熱圧縮による圧力上昇の後、よどみ点圧力はほぼ一定に保たれており、ファラデー電流、出口マッハ数ともに定常に達していると考えられる。本研究では、図3.1に示す発電時間の後半の1msecにおいてすべての諸量を平均化して実験結果の解析を行った。

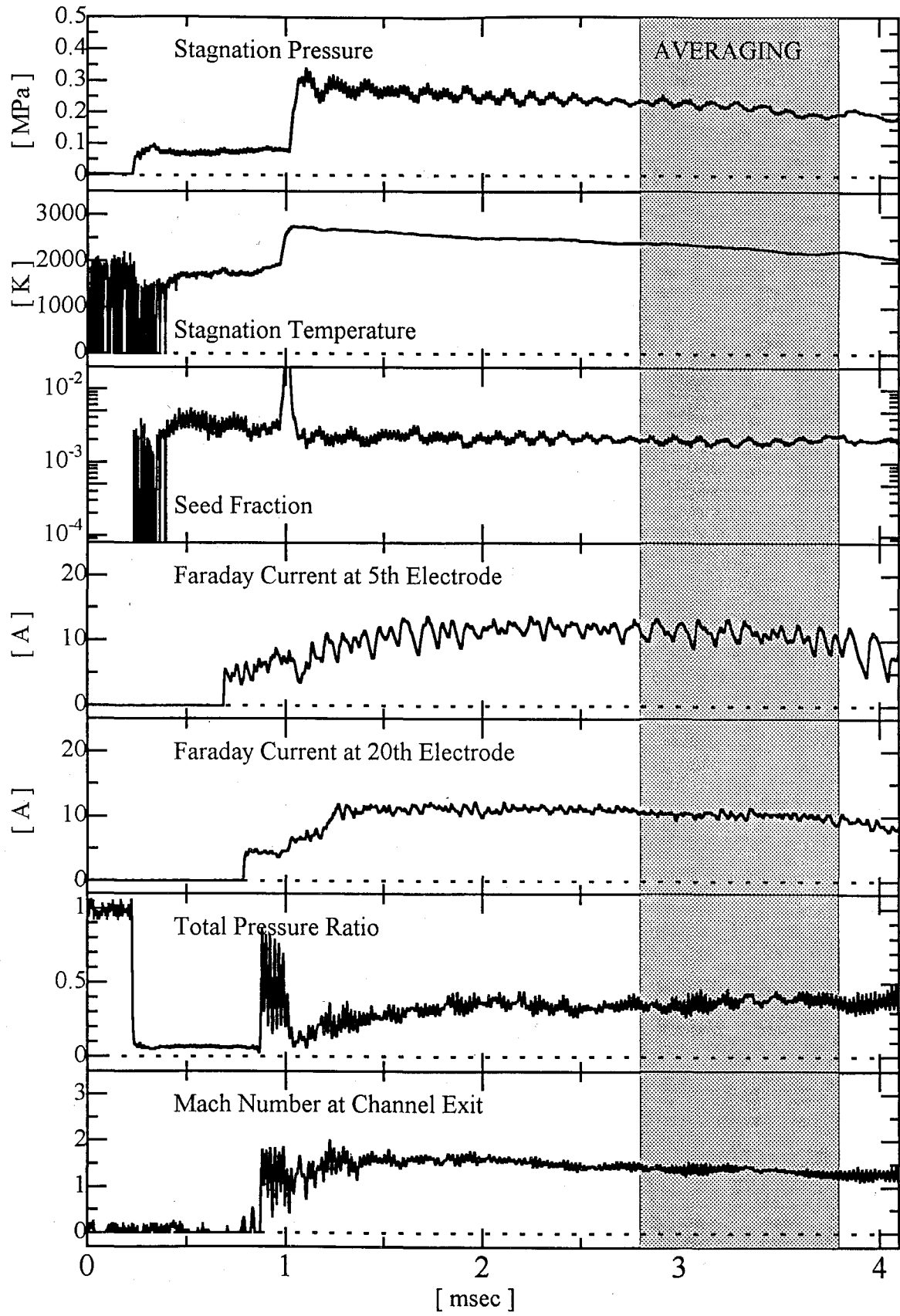


図 3.1: よどみ点の諸量・ファラデー電流・流路出口のマッハ数の時間波形

表 3.1: 実験条件

	高圧条件	低圧条件
作動流体	Ar+Cs	
磁束密度 (T)	2.4	
外部負荷抵抗 (Ω)	3, 6, 11, 16, 21, 31, 51	
よどみ点温度 (K)	2500 \pm 50	2530 \pm 30
よどみ点圧力 (MPa)	0.27 \pm 0.05	0.19 \pm 0.04
熱入力 (kW)	420 \pm 10	300 \pm 10
シード率	(2 ~ 4) $\times 10^{-3}$	(2 ~ 6) $\times 10^{-3}$

3.2 エンタルピー抽出率と断熱効率

3.2.1 エンタルピー抽出率と出口マッハ数

エンタルピー抽出率とは、発電機に流入する熱量（熱入力—Thermal Input）に対する電気出力の割合である。

$$E.E(\%) = \frac{\text{Electrical Power Output}}{\text{Thermal Input}} \times 100 \quad (3.1)$$

熱入力は、超音速ノズルのスロート部における質量流量 ($\rho^* u^* A^*$) を用いて次式のように定義する。

$$\text{Thermal Input} = \rho^* u^* A^* c_p T_{stag} \quad (3.2)$$

c_p は定圧比熱である。密度 ρ^* と流速 u^* は、よどみ点圧力、よどみ点温度をもとに、よどみ点からスロート部まで、等エントロピー的にマッハ数1に加速していることを仮定して求められる。

図3.2に高圧条件と低圧条件において得られたエンタルピー抽出率の外部負荷抵抗依存性を示す。両圧力条件ともに、エンタルピー抽出率の極大値を与える最適負荷抵抗値が存在することがわかる。最大エンタルピー抽出率は、高圧条件では負荷抵抗値11 Ω のときに11.0%、低圧条件では負荷抵抗値16 Ω のときに11.2%である。これらのときの電気出力の値はそれぞれ37.7kWと28.9kW、また電気出力密度に換算すると34.6MW/m³と26.5MW/m³である。

MHD相互作用の強さを表す数として、次式のように定義されるインタラクションパラメータ S_p が知られている [1]。

$$S_p = \frac{\sigma u B^2 L}{p} \quad (3.3)$$

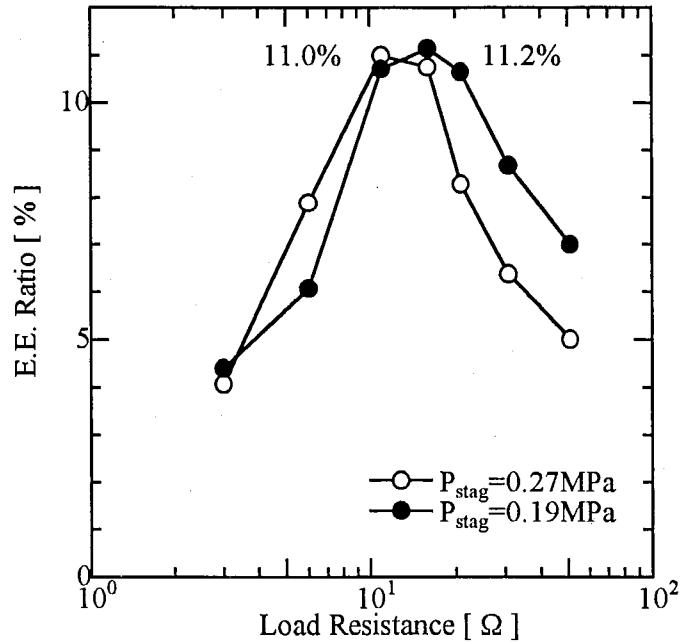


図 3.2: エンタルピー抽出率の外部負荷抵抗依存性

ここで、 σ 、 u 、 B 、 p は、それぞれ発電流路内の電気伝導度、流速、磁束密度、静圧を表す。 L は、問題の代表的な長さであり、ここでは発電流路長さとしている。 S_p は σ と u が流路内で一定であることを仮定して定義されているため、実際の発電実験における S_p の値を定量的に評価することは難しい。しかし、MHD相互作用の強さの相対的な変化を議論するために便利である。

図3.2から、よどみ点圧力を低くすると、最大エンタルピー抽出率を得るための最適負荷抵抗値が高くなるのがわかる。一方、式(3.3)は、圧力 p が低くなるとインタラクションパラメータ S_p が大きくなり、MHD相互作用が大きくなることを表している。したがって低圧条件では、より高い外部負荷抵抗値(より小さいファラデー電流値)であっても、高圧条件の場合と同等の強いMHD相互作用が生じるので、低圧条件のエンタルピー抽出率が高負荷抵抗値で高くなっていると考えられる。また同図から、圧力条件により最適負荷抵抗値が変化するにもかかわらず、エンタルピー抽出率の最大値は、ほとんど変わらないことがわかる。この理由については、次節において述べる。

図3.3に、発電流路出口における全圧と静圧の測定値から求められる各圧力条件での発電流路出口マッハ数の外部負荷抵抗依存性を示す。上に述べたとおり、低圧条件の方が、より高い負荷抵抗値から減速されていることがわかる。また、各圧力条件で最大エンタルピー抽出率を得た負荷抵抗値(高圧条件—11Ω、低圧条件—16Ω)のときには、出口マッハ数が約1.4と、MHD相互作用によって1に近い値まで減速されている。

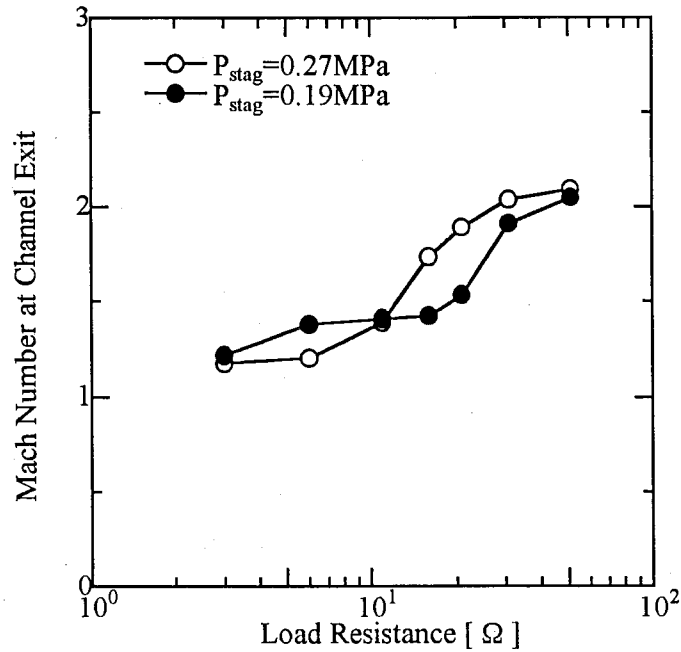


図 3.3: 発電流路出口マッハ数

3.2.2 断熱効率の外部負荷抵抗依存性

図 3.4 に、外部負荷をパラメータとした場合の、エンタルピー抽出率に対する発電流路入口と出口の全圧比の変化を示す。各圧力条件ともに、同じエンタルピー抽出率であっても、外部負荷抵抗値によって明らかに全圧損失の大きさが異なることがわかる。また、ディスク形発電機を用いた高エンタルピー抽出実験において、全圧比の測定値は 0.1 未満であったとの報告がなされているのに対して [21]、図 3.4 では最大のエンタルピー抽出率を得るときにおいても、全圧比の値が約 0.35 と比較的高い値をたもっていることが、注目すべき点として挙げられる。

図 3.5 に、高圧条件の実験結果と低圧条件の実験結果のそれぞれにおける、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係を示す。断熱効率は、発電流路の入口出口間の全圧比の実測値とエンタルピー抽出率から、前述の式 (1.2) で定義される。

同図には、同じく前述の準一次元の理論式 (1.4) において、発電流路出口マッハ数 M_{exit} を 1 及び 2 としたときの、断熱効率 η_{ad} とエンタルピー抽出率 $E.E$ の関係を、破線によって表している。実際には発電流路内の境界層の発達のために、有効的な出口/スロート断面積比が設計値より小さい。よって、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係は、ある出口マッハ数に対して、流路断面積比の設計値を代入した式 (1.4) によって示される関係より、高い断熱効率となる。この現象は、ディスク形 MHD 発電流路に用いた発電実験で、流路出口全圧から断熱効率を実測した場合においても確認されている [33]。本研究で使用した発電流路では、流路断面積比が小さく発電流路内の全圧損失が小さいため、すなわち入口出口

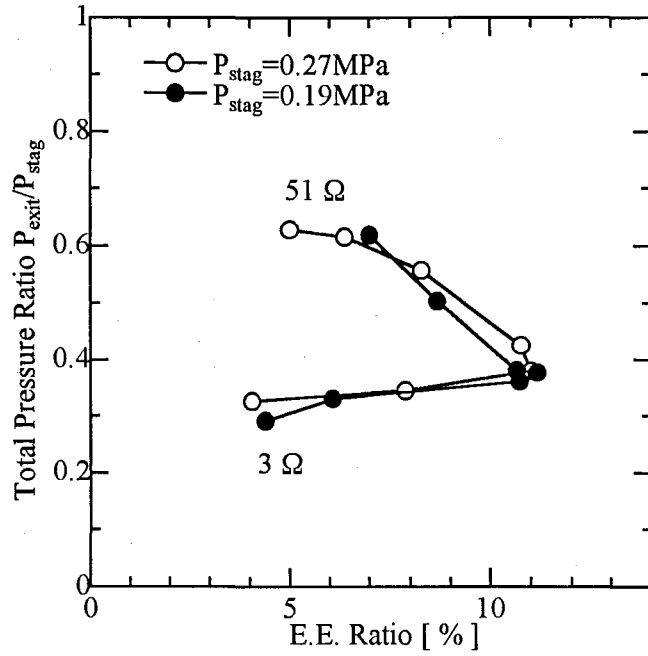


図 3.4: エンタルピー抽出率に対する発電流路入口と出口の全圧比の変化

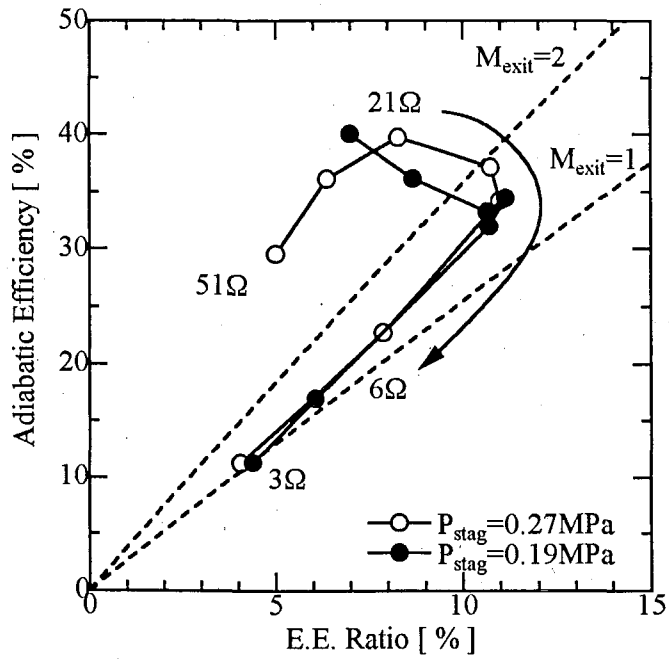


図 3.5: エンタルピー抽出率と断熱効率の関係

間の全圧比が大きいために、図3.5中の特に高マッハ数側(すなわち高負荷抵抗側)でその現象が顕著に現れたものと考えられる。

図3.5上で、各圧力条件における断熱効率とエンタルピー抽出率の外部負荷依存性をあらわす曲線は、高負荷側から低負荷側に、原点を発生し、また $M=1$ の曲線に沿って原点に戻るような、弧を描く。したがって、ある1つのエンタルピー抽出率を与える2つの負荷条件が存在し、そのうち高負荷抵抗のとき高い断熱効率を得られることがわかる。たとえば、高圧条件で外部負荷抵抗値が 21Ω のときに、エンタルピー抽出率8.3%で、39.7%の高い断熱効率を得られている。これに対し、同じ高圧条件でも外部負荷抵抗値が 6Ω のときには、ほぼ等しいエンタルピー抽出率7.9%が得られるが、断熱効率の値は22.7%と低い。これは、外部負荷条件の違いによって、発電流路内の負荷率(電気変換効率)が異なるために、断熱効率に大きな差が現れたものである。

これまで、出口/スロートの断面積比の大きいディスク形MHD発電機で、発電流路出口全圧を測定し、断熱効率を評価した場合においては、流路内の全圧損失が大きく、式(1.2)の分母の P_{exit}/P_{stag} の値が小さくなるために、外部負荷特性が断熱効率とエンタルピー抽出率の比に与える影響は小さかった。したがって、断熱効率がエンタルピー抽出率に、ほぼ比例する関係を示す直線となる傾向にあった[21][33]。しかし、本研究では図3.4に示したように発電流路内の全圧損失が小さかったために、同じエンタルピー抽出率であっても、負荷率(電気変換効率)の違いによる断熱効率の差があきらかになったものと考えられる。なお、低圧条件で得られた断熱効率の値とその外部負荷抵抗依存性は、エンタルピー抽出率の場合と同様に、高圧条件でのそれらと大きく変わらない。

3.3 発電流路内の負荷率

前節において、同じエンタルピー抽出率であっても、負荷抵抗値の違いによって断熱効率が大きく異なることを示した。これらの発電機の外的性能と発電流路内部の現象の関連を明らかにするために、発電流路内の負荷率を評価し、これに基づいて散逸過程に関する議論を進める。

3.3.1 ファラデー電流分布

図3.6に、高圧条件における各外部負荷抵抗値に対する、流路方向のファラデー電流分布を示す。6 Ω 以上の負荷抵抗値については、発電流路入口付近においてシード原子の電離が進行することによって電流値が増加し(電離緩和領域[34])、それより下流では流速の低下によって電流値が減少するという、ほぼ共通の傾向が確認できる。負荷抵抗値が低いほどファラデー電流値が大きく、電離緩和領域は短くなることがわかる。しかし、同時に下流で流速の低下による電流値の減少が激しく、上流に大きく偏った電流分布となっている。流路高さ方向のファラデー電位分布測定用プローブが存在する6番電極位置は、11 Ω 以上の負荷抵抗値では、電離緩和領域に含まれる。これに対して、同じようにプローブの存在する20番電極位置で測定されたファラデー電位分布は、すべての負荷抵抗値について、電離の

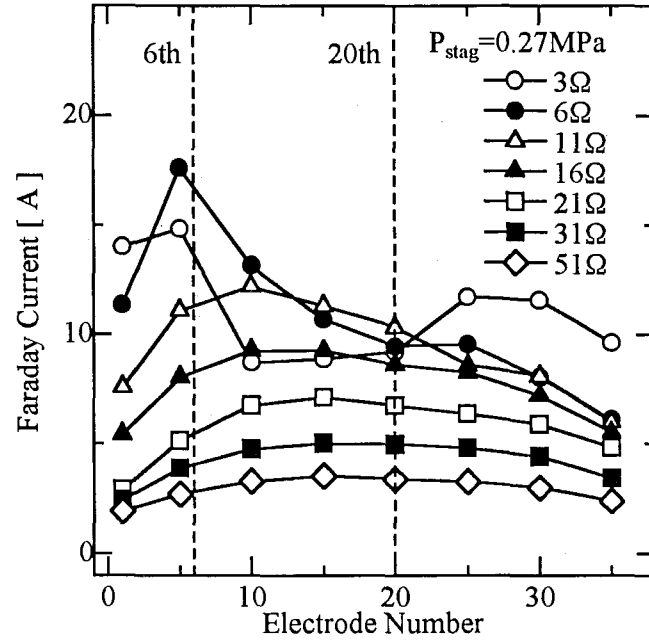


図 3.6: 流路方向のファラデー電流分布

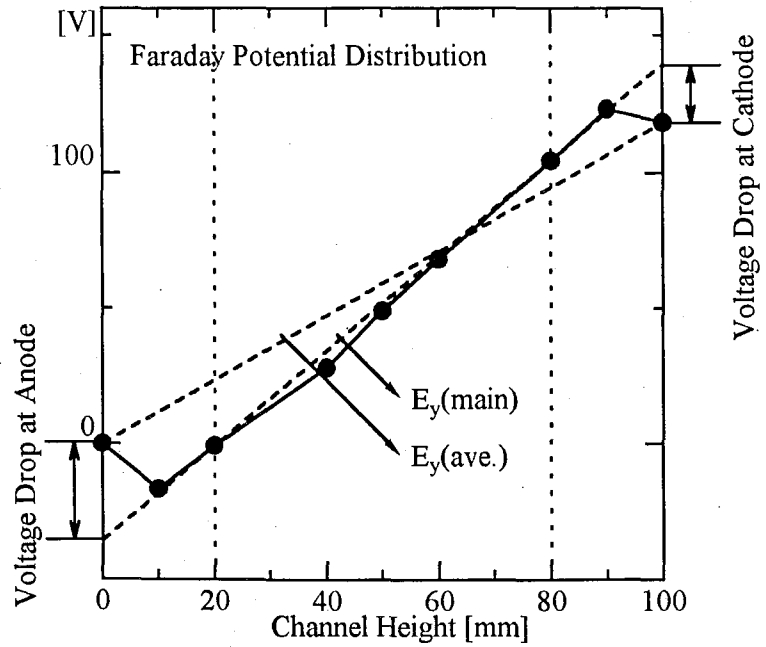


図 3.7: ファラデー電位分布の測定例とファラデー電界の2通りの定義

完全に発達した領域の電位分布を代表するものと考えられる。3Ωの電流分布は、10番電極で電流値が急激に減少している。これは、上流で大きいファラデー電流による強いMHD相互作用のために、超音速が維持できなくなっているためと考えられる。しかし、さらに下流では電流分布は増加する傾向にあり、また出口マッハ数はこのときも1以上の超音速を保っていたことから、流体が完全にチョークするのではなく、再加速等の複雑な挙動をしていることが考えられる。

3.3.2 負荷率の定義

ファラデー形発電機の負荷率 K は、電気変換効率 η_e と等しく、次式(3.4)で定義される[1]。

$$K = \frac{E_y}{u \times B} (= \eta_e) \quad (3.4)$$

ここで、 E_y は、ファラデー電界を表す。本研究では、異なる2通りの定義によるファラデー電界 E_y から、2種類の負荷率の評価を行った。図3.7はファラデー電位分布の測定例を示しており、両電極付近に電圧降下が見られる。この図3.7中に、2通りのファラデー電界、すなわち主流の電界 $E_{y(main)}$ と電極間の平均ファラデー電界 $E_{y(ave)}$ の定義を示している。これらのうち、主流の電界 $E_{y(main)}$ を用いて、主流の局所的な負荷率 K_{main} を評価する。また、電極間の平均ファラデー電界 $E_{y(ave)}$ を用いて、電極間の見かけの負荷率 K_{app} を評価する。

主流の局所的な負荷率 : $K_{main} = E_{y(main)}/uB$

見かけ(電極間)の負荷率 : $K_{app} = E_{y(ave)}/uB$

電圧降下は、ファラデー電界が電極付近で発電流路主流中の電界より小さくなる、あるいは電界の正負が逆転する現象である。電圧降下の生じている領域では、作動流体はその内部抵抗としての作用が支配的になっており、主流で発生した起電力の一部は、電圧降下領域(電圧降下の生じている領域)でジュール熱として作動流体中に散逸され、電気出力として抽出することができない。この電圧降下が電極付近の電気伝導度の低下にのみ依存するものと考えれば、見かけの負荷率 K_{app} は電圧降下の影響を作動流体内のジュール散逸の一部として考慮した、ある流路断面の平均的な負荷率と考えることができる。なお、作動流体の流速 u は、流路方向に複数点で測定したセシウム共鳴線強度の相互相関を用いて評価した。

3.3.3 負荷率の外部負荷抵抗依存性

高圧条件において、6番電極、20番電極のそれぞれの位置でのこれら2種類の負荷率の外部負荷抵抗依存性を図3.8に示す。11Ω以上の負荷抵抗値において、6番電極での見かけの負荷率 K_{app} の値は、同じ負荷抵抗値における20番電極の負荷率 K_{app} より低い。これは、先に述べたように、6番電極付近が電離緩和領域内にあり、そこでの電気伝導度が下流に比べて低い、すなわち作動流体の内部抵抗が高くなっているためである。11Ωより低い負荷抵抗値では、6番電極位置ですでに高い電気伝導度が得られているため、6番電極と20番

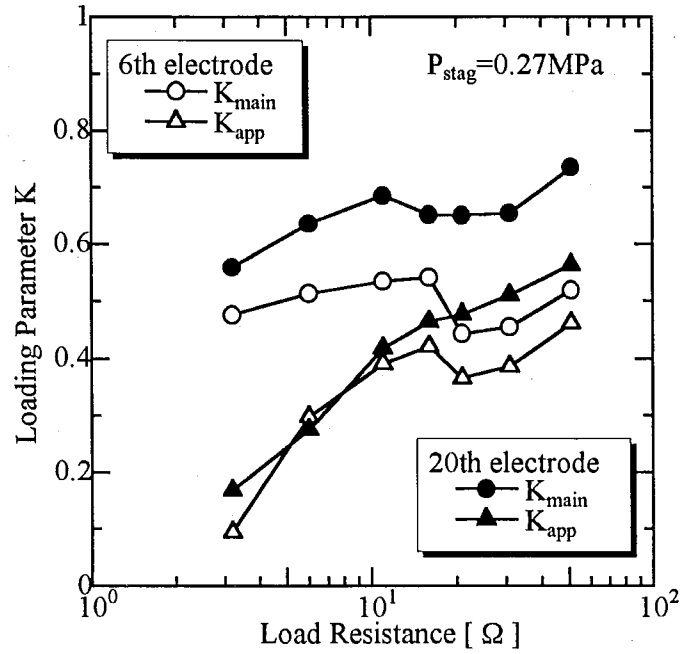


図 3.8: 負荷率の外部負荷抵抗依存性 (高圧条件)

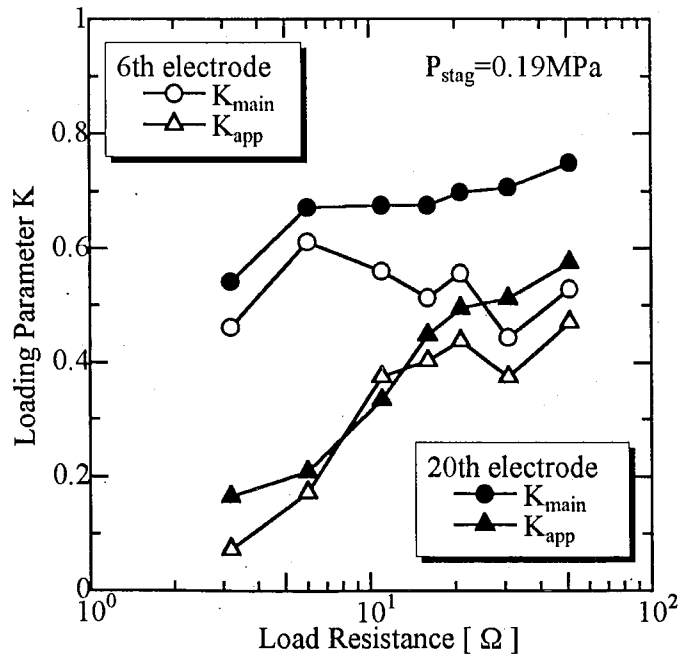


図 3.9: 負荷率の外部負荷抵抗依存性 (低圧条件)

電極での負荷率 K_{app} の値に、ほとんど差はない。全体的には、見かけの負荷率 K_{app} は、6 番電極においても 20 番電極においても、低負荷抵抗値となるにつれて、ほぼ単調に低下する。それに対して、主流の負荷率 K_{main} は、大きな外部負荷依存性を示さず、特に低負荷抵抗値でそれらの短絡回路時の極限值 0 に近付かない。これは、低負荷抵抗のときに電圧降下領域の作動流体の内部抵抗が、外部負荷抵抗と較べて無視できない大きさとなっていることを示唆する。

低圧条件における負荷率を図 3.9 に示す。図 3.8 の高圧条件の結果と全体的に同じ様な傾向を示し、負荷率はほとんどよどみ点圧力の差に影響を受けていないことがわかる。これは、各実験条件のシード率がほぼ等しくなっているため、圧力が異なっても、シード完全電離プラズマが達成されていれば、電気伝導度はそれほど大きく変わらないということによると考えられる [4]。

次に、3.2.1 節に述べたように高圧条件と低圧条件で、エンタルピー抽出率の最大値がほとんど変わらなかった理由を考察する。図 3.8 及び図 3.9 からわかるように、各圧力条件での最大のエンタルピー抽出率を得る最適負荷抵抗値(高圧条件 — 11Ω 、低圧条件 — 16Ω) において、 K_{main} と K_{app} とともにそれぞれ同程度である。また、同じときに流路出口マッハ数(図 3.3) も、高圧条件と低圧条件でほとんど変わらない。これらの事実は、発電流路内部の負荷率(電気変換効率)と MHD 相互作用の強さとともに、各圧力条件でエンタルピー抽出率の最大を得た負荷条件において等しかったことを示しており、したがって各圧力条件での最大エンタルピー抽出率の値は近いものになったと考えられる。この負荷率と MHD 相互作用の強さの指標となる出口マッハ数に対するエンタルピー抽出率、断熱効率の関係は、4 章において詳しく考察する。

3.4 ジュール散逸とエントロピー生成

3.4.1 ジュール散逸とエントロピー生成の関係

次に、断熱効率を下げる原因の一つである発電流路内のジュール散逸に注目する。本論文中では、ジュール熱とジュール散逸とを区別して用いている。ジュール熱とは、作動流体中に流れる電流と作動流体の電気伝導度によって定まる、Ohmic な発熱量とする。ジュール散逸とは、ジュール熱という過程を通じて、作動流体自身の持つエンタルピーが熱力学的な意味において不可逆的に作動流体中に散逸する量とする。ジュール熱は、局所的には熱量であるが、流路内を流れる作動流体においては、流体自身の元から持つ熱エネルギーと分離して考えることができない。したがって、仮想的に発生する局所的な熱量を、流路全体を通じて積分しても、その値は熱力学的な意味を持たない。本研究では、発電流路内の負荷率(電気変換効率)に関わる局所的な量と、断熱効率等の発電機全体のマクロナ量を定量的に関連づけて議論することを目的としているので、流路内のある局所量の積分量が熱力学的に意味を持つ量でなくてはならない。そこで、発電流路内のジュール散逸に起因する流路内のエントロピーの生成量に注目する。

流路内の全圧分布が未知であるために、局所的なエントロピー s を評価することは困難であるので、流路方向に沿った単位質量あたりのエントロピー生成割合 ds/dx を評価する。エントロピー生成割合 ds/dx とは、定常な流れ場において作動流体が単位長さ移動する際に発生する単位質量あたりのエントロピー生成量である。 ds/dx は流路長さ方向に積分することが可能であり、その積分値は、発電流路入口と出口の間の単位質量あたりのエントロピー差となる。

以下にエントロピー生成割合 ds/dx の導出を示す。ここでは、 x 方向の変化だけを考慮に入れた（すなわち $\frac{d}{dy} = \frac{d}{dz} = 0$ ）準一次元的な仮定に基づいている。発電流路内のある点における全温度、全圧がそれぞれ T_o 、 P_o であるとき、よどみ点（温度 T_{stag} 、圧力 P_{stag} ）に対する作動流体の状態変化による単位質量あたりのエントロピー変化 s は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} s &= c_p \ln \frac{T_o}{T_{stag}} - R \ln \frac{P_o}{P_{stag}} \\ &= c_p \ln \frac{h_o}{h_{stag}} - R \ln \frac{P_o}{P_{stag}} \end{aligned} \quad (3.5)$$

h_o は単位質量あたりの全エンタルピー、 R は気体定数である。

式(3.5)を流路方向に微分すると次式を得る。

$$\frac{ds}{dx} = \frac{1}{T_o} \frac{dh_o}{dx} - \frac{R}{P_o} \frac{dP_o}{dx} \quad (3.6)$$

ここで、流路方向の全エンタルピーと全圧の変化は、よく知られた運動量保存とエネルギー保存の式から、以下のように導かれる。

$$\frac{dh_o}{dx} = \frac{j_y E_y A}{\dot{m}} - \frac{Q_{loss} A}{\dot{m}} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{P_o} \frac{dP_o}{dx} &= \frac{j_y E_y A}{\dot{m} R T_o} \left\{ \frac{1}{K} + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \left(\frac{1}{K} - 1 \right) \right\} \\ &+ \frac{1}{\dot{m} R T_o} \left\{ \frac{\gamma-1}{2} M^2 (Q_{loss} A - u P_{loss} A) - u P_{loss} A \right\} \end{aligned} \quad (3.8)$$

A 、 \dot{m} は、それぞれ流路断面積、質量流量を表す。また、 Q_{loss} と P_{loss} は、それぞれ壁面摩擦による圧力損失項と壁面への熱損失項を表している。式(3.7)(3.8)を式(3.6)に代入して、エントロピー生成割合 ds/dx に関する次式を得る。

$$\frac{ds}{dx} = \frac{1}{\dot{m} T_o} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \left\{ j_y E_y A \left(1 - \frac{1}{K} \right) + (u P_{loss} A - Q_{loss} A) \right\} \quad (3.9)$$

式(3.9)には、熱損失と摩擦損失の影響を表す項がジュール散逸を表す項に線形的に加えられており、全体のエントロピー生成に影響を与える。本研究ではジュール散逸の流路内の

分布を評価することを目的としているので、以下の議論ではこれらの項を除いた式(3.10)によって、ジュール散逸に起因するエントロピー生成割合 ds/dx を評価することとする。

$$\frac{ds}{dx} = \frac{1}{\dot{m}T_0} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M^2\right) \left\{j_y E_y A \left(1 - \frac{1}{K}\right)\right\} \quad (3.10)$$

また、発電流路内の全温度評価における熱損失の影響は、無視できる大きさとみなす。

本研究では、前節の負荷率の場合と同じように、2通りのファラデー電界 E_y を用いて、2通りのエントロピー生成割合 ds/dx を評価する。すなわちひとつは、主流の電界 $E_{y(main)}$ を用いた主流中のジュール散逸による ds_{main}/dx 、もうひとつは、電極間の平均の $E_{y(ave)}$ を用いた電圧降下領域を含めた流路断面の見かけの ds_{app}/dx である。

主流中のエントロピー生成割合 : $\frac{ds_{main}}{dx}$ — $E_{y(main)}$ および K_{main} から計算
 流路断面の見かけのエントロピー生成割合 : $\frac{ds_{app}}{dx}$ — $E_{y(ave)}$ および K_{app} から計算

ds_{app}/dx は電圧降下の影響を作動流体内のジュール散逸の一部として考慮した、ある流路断面の平均的なエントロピー生成割合と考えることができる。

一方、ピトー管によって測定される発電流路出口全圧と、エンタルピー抽出率から評価される流路出口の全温度を、式(3.5)に代入することによって、発電流路の入口出口間のエントロピー差、すなわち作動流体が発電流路を通過する間に生じる単位質量あたりのエントロピー生成量 Δs を評価することができる。 Δs は、発電流路内の局所量によって評価されるエントロピー生成割合 ds/dx を発電流路長さ L にわたって積分した量と考えることができ、式(3.9)に示した ds/dx に対して、次式をみたすものである。

$$\Delta s = \int_L \frac{ds}{dx} dx \quad (3.11)$$

実際には、本研究で評価するエントロピー生成割合はジュール散逸に起因するものだけを考慮するのに対し、発電流路出口で測定される全圧は流路内の摩擦等による全圧損失の影響を含んでいる。そのほかにも、 ds_{main}/dx 、 ds_{app}/dx 、 Δs のそれぞれを評価するにあたって、いくつかの仮定を含んでいるため、それらが常に式(3.11)をみたすとは限らない。しかし、それらを考慮したうえで、発電実験で得られる流体および電氣的諸量の実測値からこれらの値を評価することで、発電流路内の散逸過程が明らかになっていくものとする。

以下に、 ds_{main}/dx 、 ds_{app}/dx 、 Δs を評価する際の仮定と考慮すべき事項をまとめる。

- 主流のエントロピー生成割合 — $\frac{ds_{main}}{dx}$
 - 摩擦等による流体力学的散逸を無視している。
 - 壁面の熱損失を無視して、局所的なエンタルピー抽出率から、測定点における全温度を評価している。

- 電圧降下領域のジュール散逸は、外部負荷抵抗への電気出力と同じ扱いとなっている。すなわち、電圧降下領域において散逸したエンタルピーは、下流の作動流体に受けわたされることはない。この点において、下流の全温度の絶対値の評価には矛盾がある。

- 見かけのエントロピー生成割合 — $\frac{ds_{app}}{dx}$

- 摩擦等による流体力学的散逸を無視している。
- 壁面の熱損失を無視して、局所的なエンタルピー抽出率から、測定点における全温度を評価している。
- 電圧降下領域のジュール散逸によって散逸したエンタルピーは、主流中のジュール散逸と同じように、下流の作動流体に受けわたされる。すなわち、流路断面内の全温度が一定であることが仮定となっている。

- 発電流路出口全圧から評価されるエントロピー生成量 — Δs

- 壁面の熱損失を無視して、エンタルピー抽出率から流路出口の全温度を評価している。
- 全圧の実測値を使用するので、摩擦等による流体力学的散逸の影響はすべて含まれる。
- 発電流路全圧の測定は主流中において行われるため、その値は実際の出口断面内の平均的な全圧より若干高いことが予想される。よって、それから評価される Δs もまた、発電流路出口断面の平均的な値と異なる可能性がある。

3.4.2 発電流路内のエントロピー生成

各圧力条件における、6番電極、20番電極のそれぞれの位置での2種類のエントロピー生成割合 ds_{main}/dx 、 ds_{app}/dx の外部負荷抵抗依存性を図3.10と図3.11に示す。高圧条件の図3.10において、上流の6番電極の ds_{main}/dx は、低負荷抵抗のときに下流の20番電極の ds_{main}/dx と較べて大きくなっている。これは、低負荷抵抗値では、発電流路上流の大きいファラデー電流（図3.6参照）のために、発電流路上流域で大きなジュール散逸が発生していることを意味する。また、6番電極の ds_{app}/dx が、 ds_{main}/dx をさらに大きく上回っていることから、発電流路上流の大きいファラデー電流は、電圧降下領域においても、極めて大きなジュール散逸を発生させていると考えられる。一方、図3.11の低圧条件の外部負荷抵抗依存性も、上記の高圧条件の場合とほぼ同様の傾向を示し、前節の負荷率と同様に、ジュール散逸によるエントロピー生成割合が、ほとんどよどみ点圧力の差に影響を受けていないことがわかる。

発電流路出口全圧から評価されるエントロピー生成量 Δs の外部負荷抵抗依存性を図3.12示す。ここでも、低負荷抵抗で発電流路内に大きな散逸が生じていることが確認できる。ところで、前述のジュール散逸に起因するエントロピー生成割合は、圧力条件によってほと

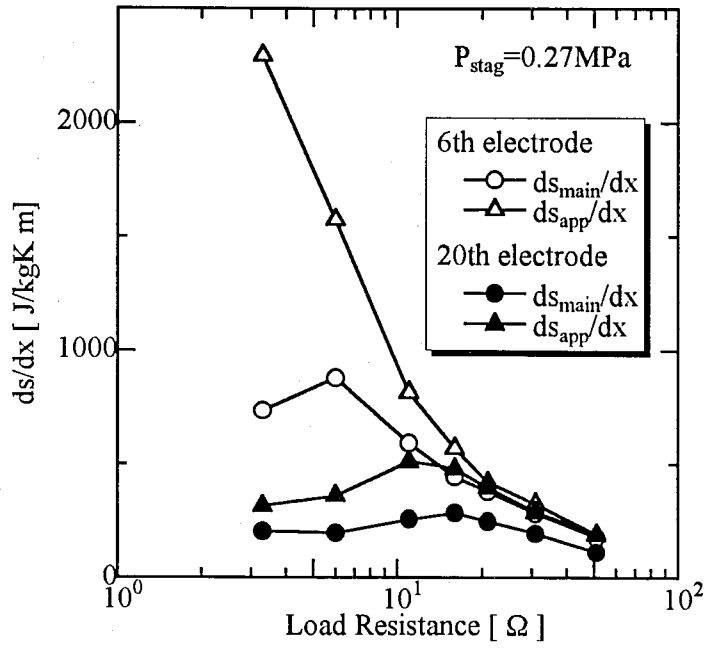


図 3.10: エントロピー生成割合の外部負荷抵抗依存性 (高压条件)

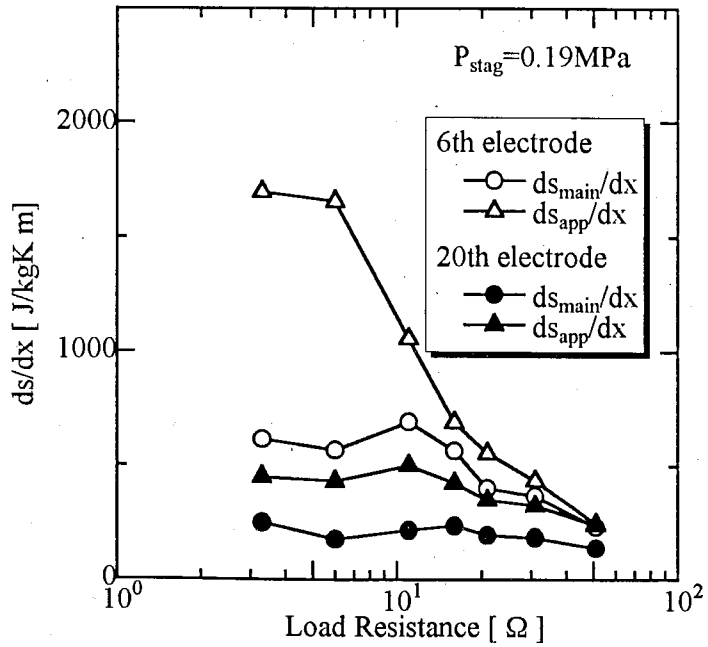


図 3.11: エントロピー生成割合の外部負荷抵抗依存性 (低压条件)

んど変わらなかったのに対し、エントロピー生成量 Δs は、ほとんどの負荷抵抗の範囲において明らかに低圧条件のほうが大きい。これは、エントロピー生成量 Δs には、その評価において流体力学的散逸が含まれるために、低圧条件では相対的に流路内の摩擦の影響が大きくなることを表しているものと考えられる。

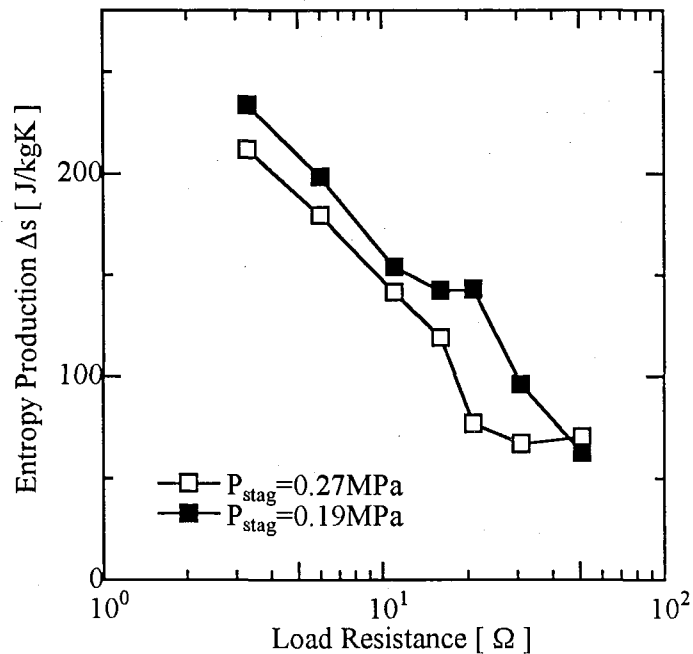


図 3.12: 発電流路出口全圧から評価されるエントロピー生成量の外部負荷抵抗依存性

つぎに、高圧条件において外部負荷抵抗値が 6Ω と 21Ω のときにおけるエントロピー生成割合の流路方向分布を、図3.13と図3.14に示す。これら2つの負荷抵抗値は、3.2節で述べたように、ほぼ同じ約8%のエンタルピー抽出率を得ながら、大きく断熱効率の異なった例である。図3.13において、6番電極の ds_{main}/dx と ds_{app}/dx は、下流の20番電極の ds_{main}/dx 、 ds_{app}/dx と較べて大きい。前述のように低負荷抵抗値では、大きいファラデー電流のために、発電流路上流の主流、電圧降下領域ともに、極めて大きなジュール散逸が発生していることを表す。

一方、図3.14に示したように負荷抵抗値 21Ω のときには、高い負荷抵抗値による発電流路上流の小さいファラデー電流のために、6番電極での ds_{main}/dx は比較的小さい。 ds_{main}/dx と ds_{app}/dx の間にほとんど差がないことから、小さいファラデー電流では、全エントロピー生成の中で、電圧降下領域でのジュール散逸が支配的でないことがわかる。また20番電極では、ファラデー電流が増加し、電圧降下領域におけるジュール散逸の影響は大きくなる傾向にあるが、電離が完全に発達した領域での高い電気伝導度のために、エントロピー生成割合 ds_{main}/dx 、 ds_{app}/dx は、ともに6番電極より減少する。したがって外部負荷抵抗値 21Ω のときのエントロピー生成は、流路全体を通じて、 6Ω の場合より著しく小さい。この

ように、 21Ω と 6Ω の外部負荷抵抗値で、エンタルピー抽出率はほぼ同じでありながら、 21Ω のときは、発電流路を通じて小さなジュール散逸に抑えられるために、結果として全圧損失が小さくなり、39.7%という高い断熱効率が得られたものと考えられる。

図3.13と図3.14において、網掛けによって示した領域の面積は、各負荷抵抗における発電流路出口全圧から評価されるエントロピー生成量 Δs を表す。式(3.11)において示したように、エントロピー生成割合 ds/dx のx方向の積分値は、発電流路内のエントロピー生成 Δs と対応するものである。すなわち、図3.13や図3.14において、 ds/dx のx方向の分布によって囲まれる面積と、網掛けの面積 Δs は、摩擦損失、熱損失無しの準一次元流れであれば、等しくなるべきものである。実際には、出口全圧から評価される発電流路内のエントロピー生成 Δs は、流路内の摩擦等による流体力学的散逸を含んでおり、ジュール散逸のみを評価する ds_{app}/dx あるいは ds_{main}/dx の積分値より大きいことが予想される。ところが、エントロピー生成量 Δs によって表される面積は、主流のエントロピー生成割合 ds_{main}/dx の分布に、比較的よく一致している。ピトー管によって測定される流路出口全圧が主流の全圧であり、それから評価されるエントロピー生成量 Δs は主流中の作動流体に関するエントロピー生成量を表すものであることが、その理由として挙げられる。しかし同時に、それらがおおよそ一致するということは、発電流路内の散逸過程においてジュール散逸が支配的であることを示すと考えられる。つまり、断熱効率を下げる主たる要因のジュール散逸を、発電流路内の分布として定量的に評価することができたといえる。

最後に本章では、流路内のエントロピー生成の原因となるいくつかの事象の中で、ジュール散逸に注目しそれを定量的に評価したが、より厳密に断熱効率の実測値との関連付けを行うためには、摩擦損失や熱損失を考慮した発電流路内のエントロピー生成を評価する必要がある。また、断熱効率を決定する発電流路出口の全圧については、その流路出口断面内の分布を明らかにすることが今後の課題として挙げられる。

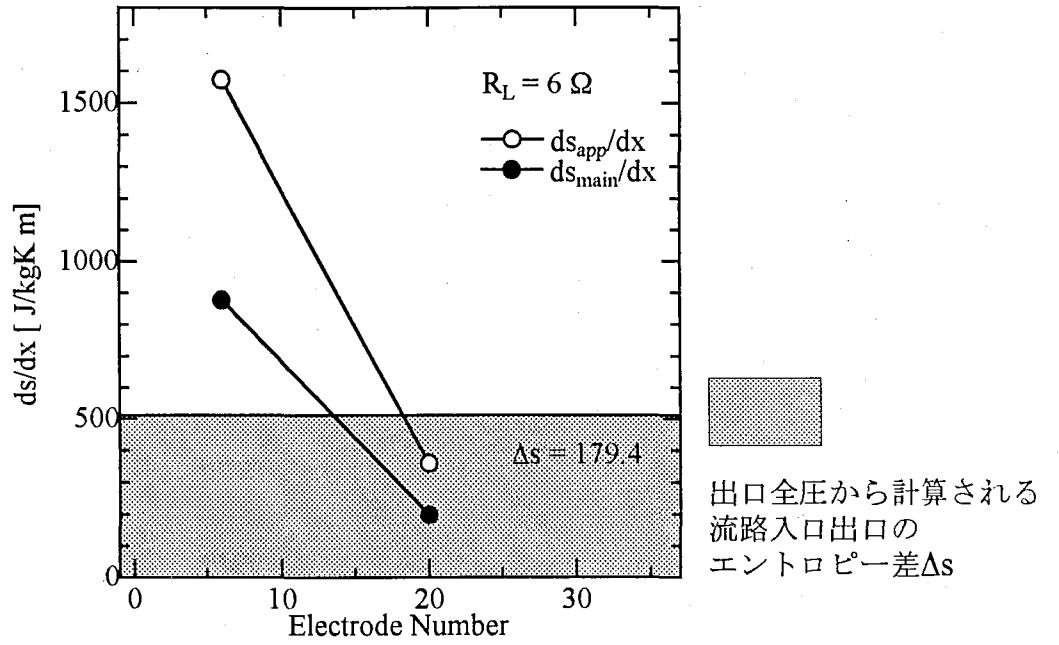


図 3.13: エントロピー生成割合の流路方向分布 (外部負荷抵抗値 6Ω)

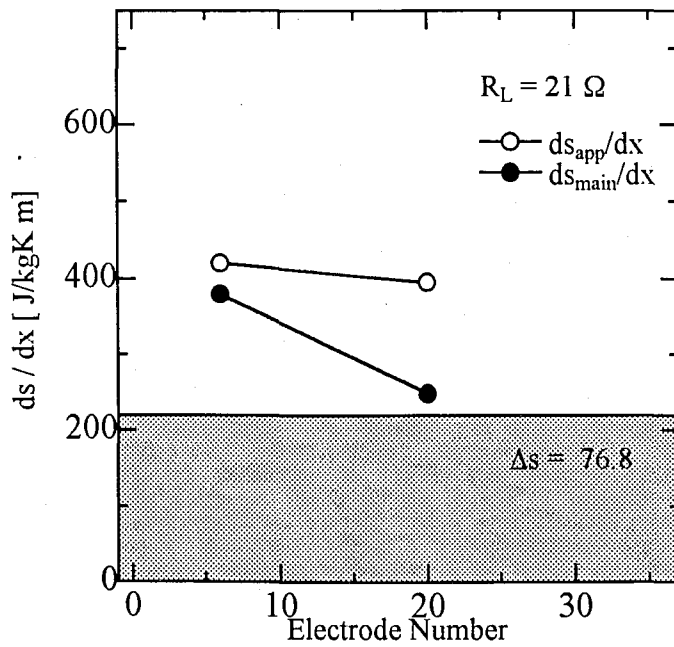


図 3.14: エントロピー生成割合の流路方向分布 (外部負荷抵抗値 21Ω)

3.5 3章のまとめ

ファラデー形MHD発電機を用いて、アルゴンを作動流体とした場合の高い断熱効率の実現を目的とした発電実験を行った。発電流路出口全圧を測定することによって、実測値としての断熱効率と、その外部負荷抵抗依存性を明らかにした。また、発電流路内の複数点における負荷率や電流密度等の局所量から、ジュール散逸を流路内の分布として捉え、断熱効率という発電機全体の効率を表す量と定量的に関連付けることを試みた。その結果を以下にまとめる。

1. アルゴンを作動流体とした発電実験において、高圧条件（よどみ点圧力0.27MPa）の場合に11.0%、低圧条件（よどみ点圧力0.19MPa）の場合に11.2%のエンタルピー抽出率が得られた。また、発電流路出口の全圧の測定によって実測値としての断熱効率が検証された。その結果、高圧条件の負荷抵抗値 21Ω のときに、エンタルピー抽出率8.3%に対して、39.7%の高い断熱効率を得られた。
2. エンタルピー抽出率と断熱効率の外部負荷抵抗依存性から、同じエンタルピー抽出率であっても、異なる断熱効率を得る2つの負荷条件が存在し、そのうち高負荷抵抗のとき高い断熱効率を得られることが実験的に示された。
3. 主流と電極間の平均の2通りのファラデー電界を用いて、主流と電極間の見かけの負荷率を評価することによって、低負荷抵抗のときに電圧降下領域の作動流体の内部抵抗の影響が相対的に大きくなることが確認された。
4. 発電流路内のジュール散逸に起因するエントロピー生成割合（作動流体が単位長さ移動する際に発生する単位質量あたりのエントロピー生成量）を評価することによって、発電流路内のジュール散逸の分布を知ることができた。その結果、低負荷抵抗値では、大きいファラデー電流のために、発電流路上流の主流、電圧降下領域ともに、極めて大きなジュール散逸が発生していることが示された。また、高負荷抵抗値の場合は、発電流路を通じて小さなジュール散逸に抑えられるために、その結果として全圧損失が小さくなり高い断熱効率が導かれることが実験的に確認された。
5. 出口全圧から評価される発電流路内のエントロピー生成と、発電流路内で評価されるジュール散逸に起因するエントロピー生成は比較的良好一致した。したがって、発電流路内の散逸過程においてジュール散逸が支配的であることが示唆された。

第 4 章

強いMHD相互作用下での発電実験

本章では、簡単な理論的考察から、高い断熱効率を実現するためには、高い負荷率と強いMHD相互作用が同時になりつつ必要性があることを示す。また、これを実証するために、作動流体に流速の高いヘリウムを用いて行われた高負荷率、強いMHD相互作用下での発電実験の結果について、前章のアルゴンを作動流体として用いた発電実験結果との比較を中心に述べていく。

4.1 高負荷率・強いMHD相互作用下での発電実験の目的

4.1.1 理論的考察による負荷率と出口マッハ数を用いた発電性能評価

簡単な理論的考察にもとづいて、ファラデー形MHD発電機において高いエンタルピー抽出率と断熱効率を得るために、高い負荷率と強いMHD相互作用が必要であることについて述べる。

まず、発電流路出口マッハ数 M_{exit} と流路内の代表的な負荷率 \bar{K} が与えられたときの、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係を考える。発電流路内のポリトロープ効率 η_p は、負荷率 K とマッハ数 M から、摩擦損失、熱損失を無視すると次式で表される。

$$\eta_p = \frac{K}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 (1-K)} \quad (4.1)$$

ポリトロープ効率 η_p が発電流路内で一定であるとき、断熱効率 η_{ad} はエンタルピー抽出率 $E.E$ と、 η_p を用いて次式の関係で表される。

$$\eta_{ad} = \frac{E.E}{1 - (1 - E.E)^{\frac{1}{\eta_p}}} \quad (4.2)$$

よって、発電流路内の代表的な負荷率 \bar{K} と代表的なマッハ数 \bar{M} から式(4.1)によって定められるポリトロープ効率 η_p が流路内で一定となることを仮定すると、式(4.1)(4.2)より、断熱

効率 η_{ad} は、負荷率 \bar{K} 、マッハ数 \bar{M} とエンタルピー抽出率 $E.E$ を用いて次式で表される。

$$\eta_{ad} = \frac{E.E}{1 - (1 - E.E) \frac{1}{\bar{K}} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \bar{M}^2 (1 - \bar{K})\right)} \quad (4.3)$$

ここで、式(4.3)中の \bar{M} が、たとえば発電流路入口マッハ数と出口マッハ数の平均として、すなわち、

$$\bar{M} = \frac{M_{inlet} + M_{exit}}{2} \quad (4.4)$$

のように出口マッハ数 M_{exit} と関連付けられるものとするれば、ここでは定数としている \bar{K} と M_{exit} に対して、式(4.3)は、 η_{ad} が $E.E$ の関数となることを表している。

一方、ある発電流路出口/スロート断面積比 A_{exit}/A^* が与えられるとき、断熱効率 η_{ad} とエンタルピー抽出率 $E.E$ について、1章でも示した次式がなりたつ。

$$\eta_{ad} = \frac{E.E.}{1 - \left(\frac{A^*}{A_{exit}} \cdot \frac{\sqrt{1 - E.E.}}{M_{exit}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \cdot \left[\frac{2 + (\gamma - 1) M_{exit}^2}{\gamma + 1} \right]^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}}} \quad (1.4)$$

この式(1.4)もまた、ある出口マッハ数 M_{exit} に対して、 η_{ad} が $E.E$ の関数となることを表している。ここで、ある定数 \bar{K} 、 M_{exit} に対して、式(4.3)と式(1.4)の交点、すなわちこれらを同時にみたす $E.E$ と η_{ad} の組み合わせは一組しかない。つまり、ある流路断面積比 A_{exit}/A^* が固定されているとき、任意の負荷率 \bar{K} と出口マッハ数 M_{exit} が与えられると、それに対応するエンタルピー抽出率 $E.E$ と断熱効率 η_{ad} が一意に決定されるということを、これらの二式は意味する。

以上の議論は、発電流路内の流れがすべて準一次元的に表され、さらにポリトロブ効率が流路内で一定であるという仮定に基づいている。しかし、ファラデー形MHD発電機の流路内の代表的な負荷率 \bar{K} と出口マッハ数 M_{exit} に対して、エンタルピー抽出率と断熱効率がおよそ予測し得ること示しており、断熱効率の向上に関して重要な示唆を含んでいる。

図4.1に、上記のような発電流路内の準一次元的考察による、負荷率と発電流路出口マッハ数に対するエンタルピー抽出率と断熱効率の関係を示す。実線は、流路内の代表的な負荷率と出口マッハ数から式(4.3)と式(1.4)によって上記の方法で決定されるエンタルピー抽出率について、出口マッハ数を1及び2に固定し、負荷率をパラメータとしたときに得られる曲線である。また破線は、同時に決定される断熱効率の等高線を表す。発電流路の出口/スロート断面積比は、本研究において使用しているファラデー形発電流路と同じ、3.3としている。図4.1で縦軸に平行な直線上では、負荷率は一定であるが、MHD相互作用が強くなるほどに、出口マッハ数は $M_{exit} = 1$ の曲線に近づき、エンタルピー抽出率と断熱効率は共に増加する。出口マッハ数の低下は、発電流路全体でどれだけ強いMHD相互作用が生じているかを示す、ひとつの指標とみなすことができる。

ところで、一般にファラデー型MHD発電流路内の電気出力密度 P は次式で表される。

$$P = K(1 - K)\sigma u^2 B^2 \quad (4.5)$$

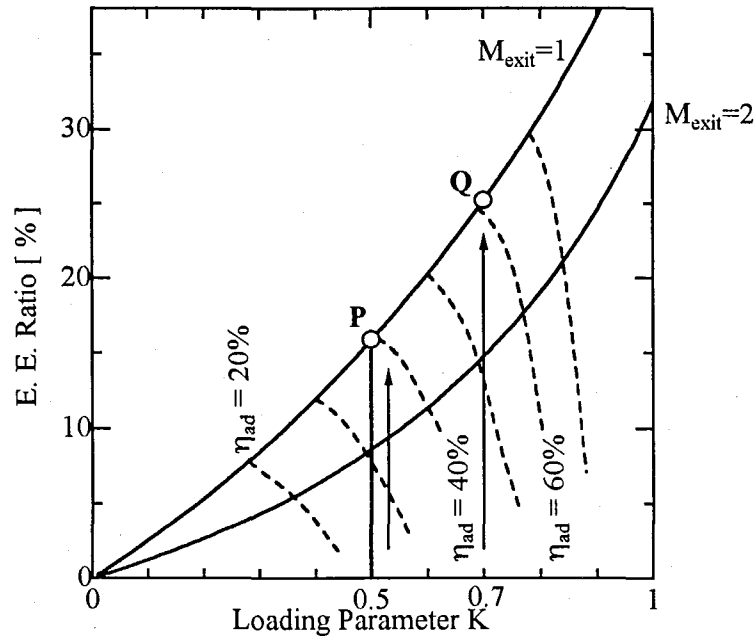


図 4.1: 流路内の代表的な負荷率と発電流路出口マッハ数に対するエンタルピー抽出率と断熱効率の関係

この式(4.5)から、電気伝導度 σ 、流速 u 、磁束密度 B が一定であるとき、電気出力密度 P は $K = 0.5$ で最大となることが知られている[1]。したがって、これまでの実験的研究においても、 $K = 0.5$ 付近のいわゆる負荷整合のとれた状態で、たとえば磁束密度あるいは電気伝導度を高める等の操作によって強いMHD相互作用を実現し、高いエンタルピー抽出率や断熱効率を得ようとする試みがなされている[16]。図4.1中で、発電流路内の代表的な負荷率が $K = 0.5$ であるような点を、直線によって示している。図より、 $K = 0.5$ でMHD相互作用を強めていくと、図中P点で出口マッハ数が1まで下がり、おおよそエンタルピー抽出率16%、断熱効率40%を得る。しかし、それからさらにMHD相互作用を強めても、発電流路内で作動流体がチョークし、超音速流れが維持できなくなるだけで、それ以上のエンタルピー抽出率、断熱効率は望めない。この超音速流れのチョーク現象は、通常の管内流れにおけるファノ流れと類似している[35]。一方、図中点Qのように、負荷率 $K = 0.7$ で、出口マッハ数が1近くまで下がるような強いMHD相互作用が存在する場合には、おおよそエンタルピー抽出率25%、断熱効率61%を得ることがわかる。すなわち、図4.1から、高い断熱効率を実現しながら高いエンタルピー抽出率を得るためには、高い負荷率(高い電気変換効率)のもとで、出口マッハ数が1近くまで下がるような強いMHD相互作用を実現することが重要であることが導かれる。

4.1.2 作動流体としてのアルゴンとヘリウムの相違点

CCMHD 発電の作動流体として用いられるときの、アルゴンとヘリウムの相違点について、プラズマ特性と流体力学的特性に分けて、以下にまとめる。

まず、プラズマ特性に関しては、電子との運動量輸送衝突断面積と電離ポテンシャルの違いが挙げられる。アルゴンを作動流体として用いた場合には、アルゴン原子と電子との間の運動量輸送衝突断面積が小さいために、その衝突周波数が小さくなり、高い電気伝導度が得られやすい。一方、ヘリウムは電離ポテンシャルが大きく、シード物質であるセシウムの電離ポテンシャルとの差が大きいために、シード完全電離という安定な電離状態が得られる電子温度範囲が、アルゴンと比べて広い。これは、CCMHD 発電の性能を劣化させる要因の一つとして知られる流路内での電離不安定の状態が起こりにくいことにつながる。このように、プラズマ特性に関するアルゴンとヘリウムの作動流体としての適性は一長一短である。

流体力学的特性における相違点として、ヘリウムはアルゴンと比べて原子量が小さいために大きい気体定数 R を持つことが挙げられる。作動流体の流速 u は次式のように表されるため、 R が大きいと流速 u は高くなる。

$$u = M\sqrt{\gamma RT} \quad (4.6)$$

一方、3章で示したようにMHD相互作用の強さを表すインタラクションパラメータ S_p は次式で表される。

$$S_p = \frac{\sigma u B^2 L}{p} \quad (3.3)$$

式(3.3)で流速 u が高くなると S_p は大きくなる。つまり、MHD 発電では、 $u \times B$ の起電力を利用して作動流体の持つ運動エネルギーを電気エネルギーに変換するので、温度と圧力が等しい場合において、作動流体が高い流速で流路内を流れていれば、それだけ強いMHD相互作用が実現しやすい。したがって、同じ発電流路であっても（同じマッハ数であっても）、アルゴンに比べてヘリウムは強いMHD相互作用を期待することができる。

4.1.3 作動流体にヘリウムを用いる目的

前節でヘリウムとアルゴンを作動流体として用いる場合には、プラズマ特性と流体力学的特性とのそれぞれに複数の相違点があることを述べた。例えば、仮に作動流体の温度、圧力、シード率等のよどみ点条件を同一として、作動流体をアルゴンとした場合とヘリウムとした場合の発電実験を行うとしても、それらの発電性能の差は、流路内のプラズマ特性と流体力学的特性の双方にわたる複数のパラメータの違いの複合的な結果として表れるものである。すなわち、発電性能の差を、作動流体の違いに起因するある特定のパラメータの差に帰着させることは難しい。したがって、本研究のように、ある一つの発電流路を用いた発電実験の結果から、アルゴンとヘリウムの作動流体としての優劣を、一般論として導くことは適切ではない。

よって、本研究で作動流体にヘリウムを用いた発電実験を行った意義は、アルゴンに対するヘリウム固有の特性を総合的に調べるのではなく、ヘリウムの流路内の流速が高い

という流体的特性に注目し、これを作動流体に使用することによって高い負荷率であっても強いMHD相互作用の存在している発電実験を実現することにある。つまり、アルゴンとヘリウムの流体的特性の差（気体定数の相違）を利用して、負荷率とMHD相互作用の大きさの異なる条件下でのエンタルピー抽出率、断熱効率等のファラデー形発電機の外的性能を比較することが、本章の目的である。したがって、本章では常に前章のアルゴンを作動流体とした発電実験の結果と比較する形で議論をすすめるが、発電流路内のプラズマ特性への作動流体の違いの影響については深く言及しないことにする。

4.2 実験条件

アルゴンとヘリウムでは、気体定数が異なるため、よどみ点温度、よどみ点圧力、熱入力をすべて同一にすることはできない。本研究では、よどみ点温度をアルゴンの実験条件と近づけるといふ制約のもとに、よどみ点圧力は使用する衝撃波管装置で可能な最大の圧力とした。その結果、熱入力アルゴンの実験より、大きくなっている。表4.1に、本章のヘリウム実験に関する実験条件をまとめる。参考のため、比較の対象である3章のアルゴンを作動流体として行った高圧実験の実験条件を併記する。

また、ヘリウムを作動流体としたときには、駆動装置である衝撃波管において、その作動後に一定のよどみ点条件が保たれる持続時間が短くなる。図4.2に、典型的な発電実験における、よどみ点の諸量と発電流路内のファラデー電流、流路出口のマッハ数の時間波形を示す。反射衝撃波の断熱圧縮による圧力上昇の後まもなく、よどみ点圧力が衝撃波管高圧部の影響を受けてさらに上昇し、それと同時に偏光ラインリバーサル法によって測定されるよどみ点温度は下がりはじめている。前章の図3.1に示したアルゴンを用いた発電実験とくらべて、衝撃波管のよどみ点の定常状態を保つ時間が非常に短いことがわかる。また、偏光ラインリバーサル法によるシード率の時間波形とファラデー電流の時間波形の対応から、発電時間は、衝撃波管において一定シード率の作動流体が維持される時間にほぼ一致する。本研究では、発電流路出口マッハ数の時間波形等から、図4.2に示す発電時間の後半の250 μ secにおいて、ほぼ定常に発電が行われているとみなし、すべての諸量をこの時間で平均化して実験結果の解析を行った。

表 4.1: 実験条件

	ヘリウム	アルゴン (高圧条件)
作動流体	He+Cs	Ar+Cs
磁束密度 (T)	2.4	
外部負荷抵抗 (Ω)	26,31,41,61,81	3,6,11,16,21,31,51
よどみ点温度 (K)	2250 \pm 100	2500 \pm 50
よどみ点圧力 (MPa)	0.16 \pm 0.01	0.27 \pm 0.05
熱入力 (kW)	770 \pm 20	420 \pm 10
シード率	(5 ~ 9) $\times 10^{-4}$	(2 ~ 4) $\times 10^{-3}$

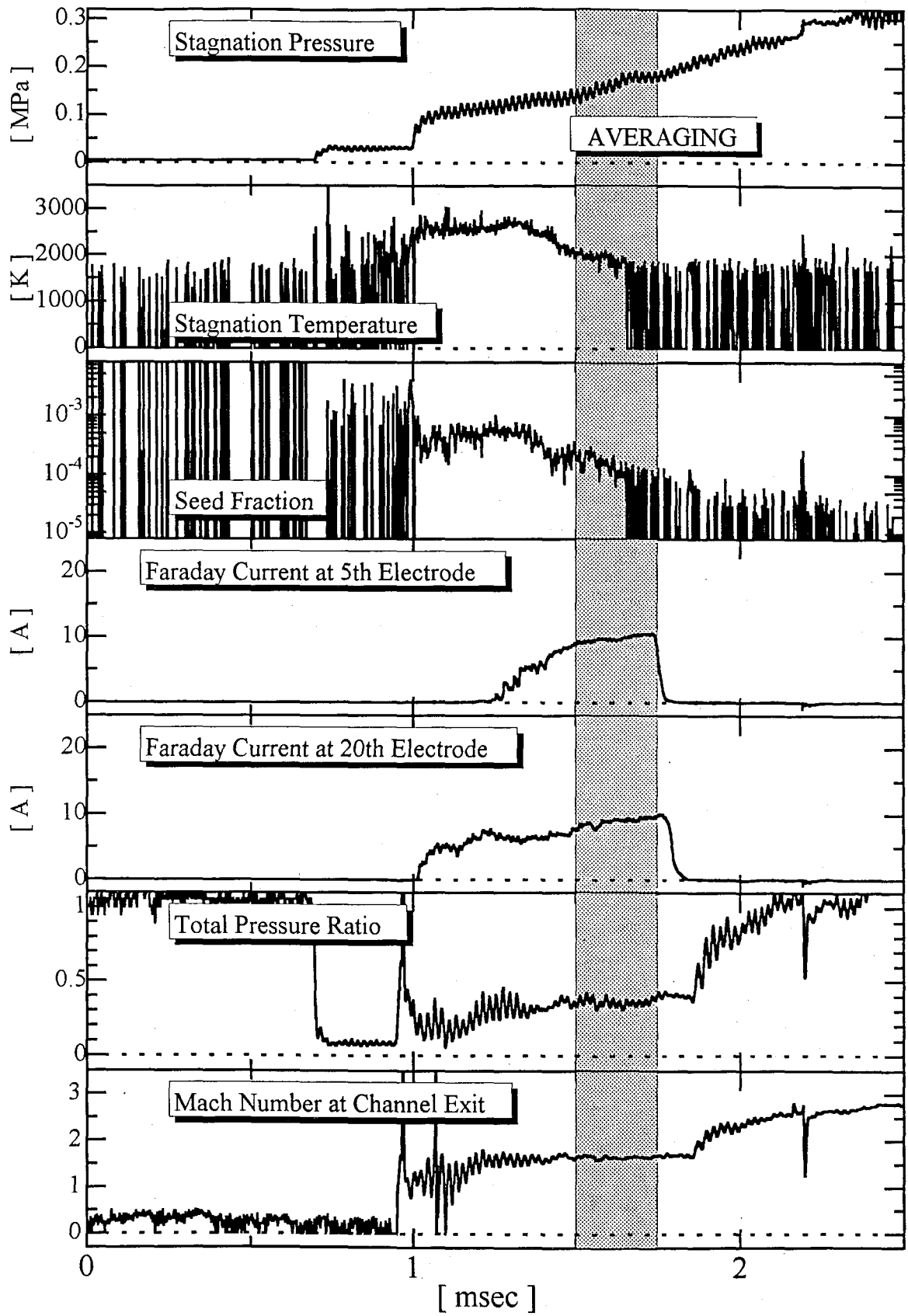


図 4.2: よどみ点の諸量・ファラデー電流・流路出口のマッハ数の時間波形

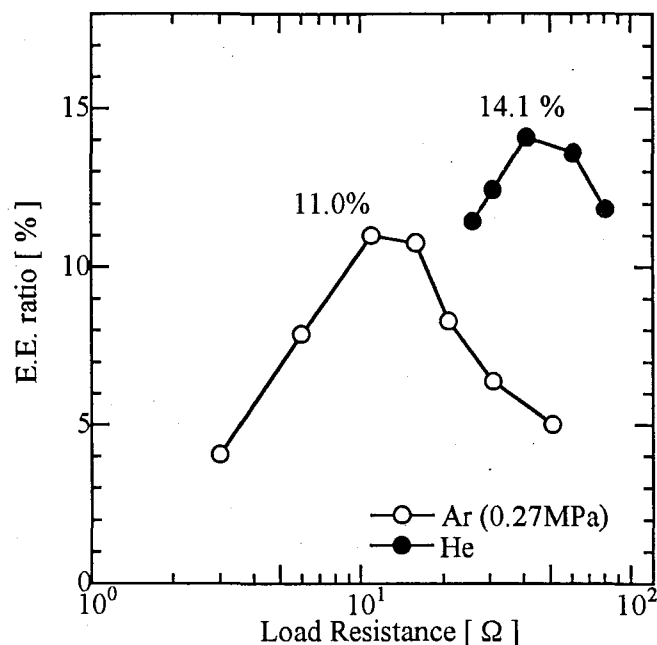


図 4.3: エンタルピー抽出率の外部負荷抵抗依存性

4.3 エンタルピー抽出率と断熱効率

図 4.3 にヘリウムを用いた実験において得られたエンタルピー抽出率の外部負荷抵抗依存性を、アルゴンの高圧条件の結果と比較して示す。最大エンタルピー抽出率は、アルゴンの場合の 11.0% (11Ω) を上回り、負荷抵抗値が 41Ω のときに 14.1% のエンタルピー抽出率が得られた。このときの電気出力の値は 108.0kW、電気出力密度に換算すると 99.1MW/m³ である。図 4.3 から、アルゴンの高圧実験の外部負荷抵抗依存性と比較して、最大エンタルピー抽出率を得るための最適負荷抵抗値が高くなっていることがわかる。これは、ヘリウムの流速が高く起電力が大きいため、より高い外部負荷抵抗値であっても大きいファラデー電流が流れ、アルゴンの高圧条件の場合と同等の、強い MHD 相互作用が生じることによる。

図 4.4 に、ヘリウムの実験における、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係を示す。最大の断熱効率は、エンタルピー抽出率の場合と同じ負荷抵抗値が 41Ω のときに得られ、その値は 42.2% であった。この値も、アルゴンの発電実験で得られた最大の断熱効率の値 39.7% を上回っている。また、断熱効率とエンタルピー抽出率の外部負荷依存性をあらわす曲線は、図 4.4 中に示したアルゴンの高圧実験の場合と同じように、高負荷側から低負荷側に弧を描いている。したがって、ある 1 つのエンタルピー抽出率を与える 2 つの負荷条件が存在し、そのうち高負荷抵抗のとき高い断熱効率が得られることがわかる。

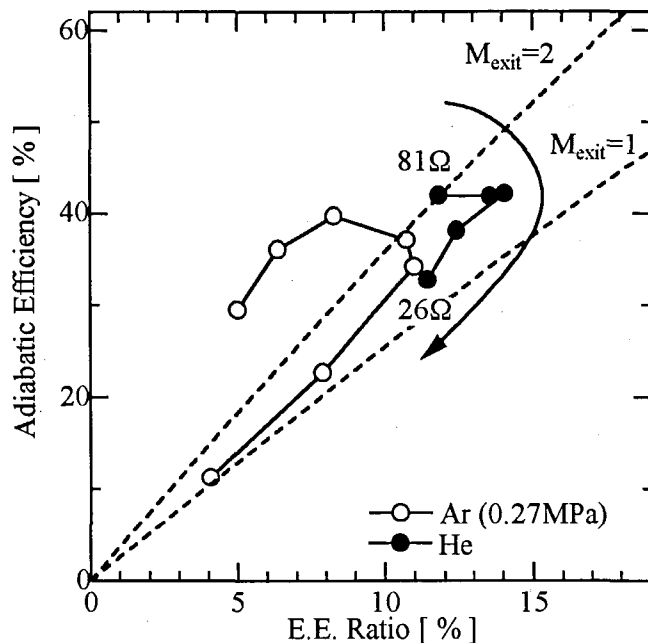


図 4.4: エンタルピー抽出率と断熱効率の関係

4.4 発電流路内の負荷率

4.4.1 発電流路出口マッハ数

図 4.5 に、発電流路出口における全圧と静圧の測定値から求められる発電流路出口マッハ数の負荷抵抗依存性を示す。ヘリウムの実験では、より高い負荷抵抗値から強い MHD 相互作用を受けて、流体が減速されていることがわかる。ただし、最大エンタルピー抽出率を得た負荷抵抗値 (アルゴン — 11Ω、ヘリウム — 41Ω) のときの出口マッハ数は約 1.7 であり、アルゴンの実験の約 1.4 とくらべて少し高くなっている。よって、さらに強い MHD 相互作用を受けても流体がチョークせずに、エンタルピー抽出率および断熱効率を増大させる可能性を残しているといえる。

4.4.2 ファラデー電流分布と電気伝導度

ヘリウムの実験における各外部負荷抵抗値に対する、流路方向のファラデー電流分布を図 4.6 に示す。それらには、前章のアルゴンの高圧実験におけるファラデー電流分布 (図 3.6) と同じように、電離が進行することによって電流値が増加する領域 (電離緩和領域) と、流速の低下によって電流値がゆるやかに減少する領域が見られる。よって同様に、6 番電極と 20 番電極の位置で評価される負荷率等の値は、電離緩和領域と電離の完全に発達した領域を代表する結果と考えられる。

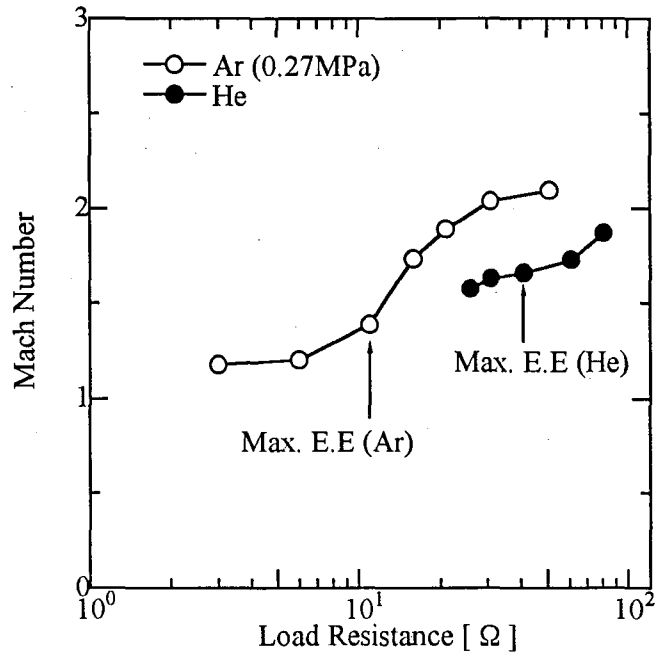


図 4.5: 発電流路出口マッハ数

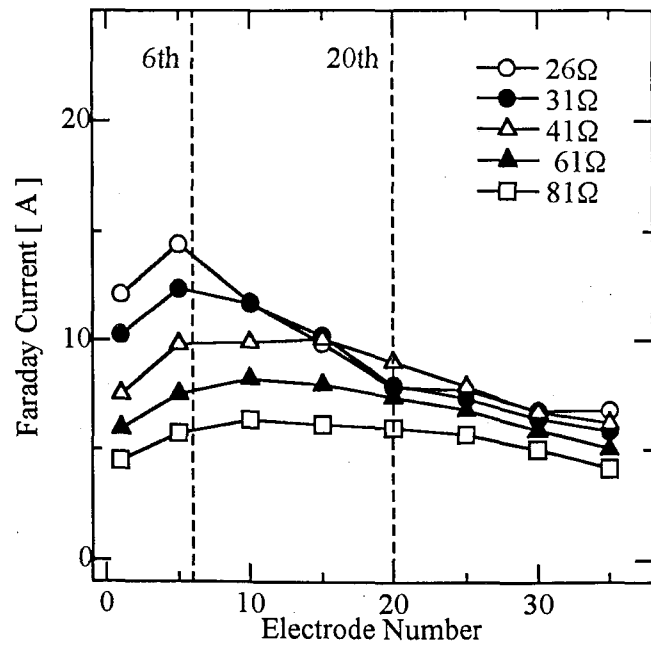


図 4.6: 流路方向のファラデー電流分布

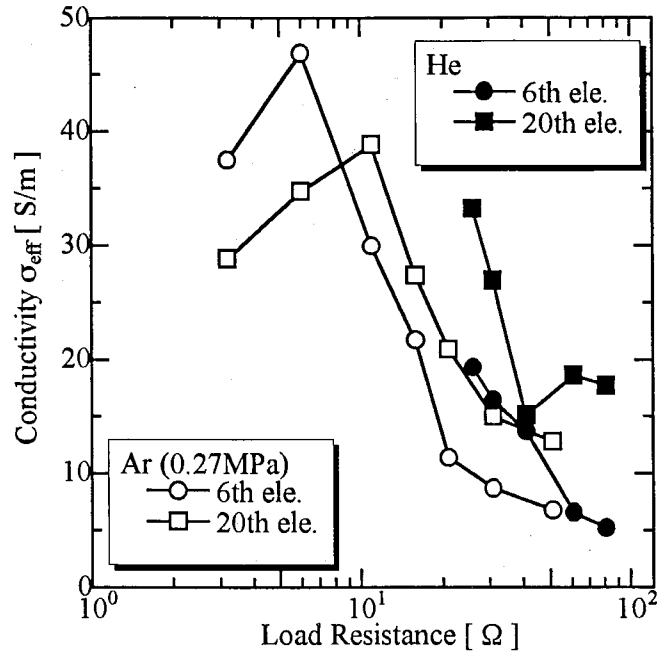


図 4.7: 6 番電極と 20 番電極位置における主流中の実効的な電気伝導度

一般化されたオームの式において発電流路方向の電流密度成分 j_x が 0 であるとする、電気伝導度 σ について次式を得る。

$$\sigma = \frac{j_y}{uB - E_y} \quad (4.7)$$

実際のファラデー形発電流路内では、有限分割の電極のために j_x はかならずしも 0 とはならないが、ここでは $j_x = 0$ を仮定する。さらに、電流密度 j_y については各電極のファラデー電流を電極面積（電極ピッチ×電極幅）で割った平均の電流密度を使用し、また E_y には主流の電界 $E_{y(main)}$ を代入することによって、式(4.7)より計算される σ を、主流中の実効的な電気伝導度 σ_{eff} と定義する。アルゴンの高圧実験とヘリウムの実験において、この主流中の実効的な電気伝導度 σ_{eff} を 6 番電極と 20 番電極の位置で評価した結果を、図 4.7 に示す。アルゴンの実験で、低負荷抵抗（3Ω, 6Ω）のときに発電流路入口に極端に大きなファラデー電流が流れた場合を除いて、ほとんどの場合において、6 番電極にくらべて 20 番電極での電気伝導度のほうが高くなっている。また、最大エンタルピー抽出率を得た負荷抵抗値（アルゴン — 11Ω、ヘリウム — 41Ω）付近の電気伝導度の値をくらべると、6 番電極、20 番電極位置ともに、ヘリウムよりもアルゴンの電気伝導度のほうが高くなっている。

4.4.3 負荷率の外部負荷抵抗依存性

前章で説明した2種類の負荷率、すなわち電極間の見かけの負荷率 K_{app} と主流の負荷率 K_{main} の外部負荷抵抗依存性を、6番電極と20番電極のそれぞれについて、図4.8と図4.9に示す。各電極位置の2種類の負荷率はすべて、アルゴンの高圧実験の負荷率より全体的に高くなっているだけで、その負荷抵抗依存性はアルゴンの場合と似たものになっている。図4.8で6番電極の K_{app} が低負荷抵抗で低下するという傾向が見えていないのは、ヘリウムの実験を行った外部負荷抵抗の範囲がせまかったためである。また、主流の負荷率 K_{main} がほとんど外部負荷依存性を持っていないのは、アルゴンの場合と同様で、低負荷抵抗で電圧降下領域の内部抵抗の影響が大きくなることを示している。アルゴンとヘリウムの各実験における最大エンタルピー抽出率を得た負荷抵抗値（アルゴン — 11Ω 、ヘリウム — 41Ω ）での負荷率の値を比較すると、6番電極、20番電極のそれぞれにおいて、 K_{app} と K_{main} ともにヘリウムの方が高い値となっている。図4.7に示したように電気伝導度はヘリウムの実験のほうが低かったにもかかわらず、アルゴンの 11Ω に対して、 41Ω という高い負荷抵抗値で最大のエンタルピー抽出率を得たことが、その理由として挙げられる。したがって、ヘリウムの高い流速によって、発電流路全域にわたって高い負荷率でありながら、強いMHD相互作用の存在する発電実験を行うという目的が実現している。

4.4.4 理論的考察との比較

図4.10に、20番電極の電極間の見かけの負荷率 K_{app} とエンタルピー抽出率の関係を示す。ヘリウムの実験では、負荷率に対するエンタルピー抽出率の分布が、アルゴンの場合にくらべて、全体的に高い負荷率側へ移動していることがわかる。ここで、実際の発電実験において測定される見かけの負荷率 K_{app} は、3.3.2節において述べたように、その流路断面の平均的な負荷率と考えることができる。また、20番電極位置で測定される諸量は、発電流路の中で大きな割合をしめる電離の完全に発達した領域を代表するものと考えられる。そこで、20番電極の K_{app} を、発電流路内の代表的な負荷率とみなすことにして、4.1.1節の考察に基づく理論値との比較を行う。破線は、図4.1と同じように、出口マッハ数を1、1.5および2としたときに流路内の代表的な負荷率に対して決定されるエンタルピー抽出率を表す。 $M = 1$ の曲線の示す値は、任意の負荷率に対して達成しえる最大のエンタルピー抽出率と考えてよい。アルゴンとヘリウムの実験値は、発電流路内の散逸過程の中で壁面摩擦等の流体力学的散逸の影響が大きくなる高負荷率側において、理論的考察に基づくエンタルピー抽出率を下回る。しかし、それ以外の負荷率の範囲、特に最大エンタルピー抽出率を得た負荷率の付近において、それぞれの実験値は理論的考察による曲線とよく一致している。（最大エンタルピー抽出率を得たときの出口マッハ数は、アルゴンのとき約1.4、ヘリウムのときが約1.7）4.1.1節の流路内の代表的な負荷率 K と出口マッハ数 M_{exit} に対するエンタルピー抽出率の予測が、実験結果をよく説明することを表している。さらに、この理論的考察に基づいて、ヘリウムの実験では、最大エンタルピー抽出率を得たときの負荷率がアルゴンの実験とくらべて高かったことが、エンタルピー抽出率の最大値の向上を導いたと考えることができる。すなわち、ヘリウムを作動流体に用いて、高負荷率、強いMHD

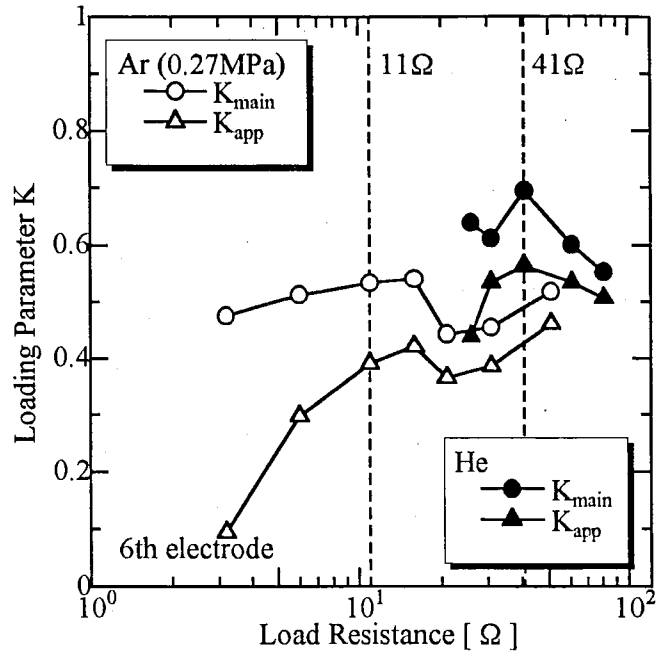


図 4.8: 負荷率の外部負荷抵抗依存性 (6 番電極)

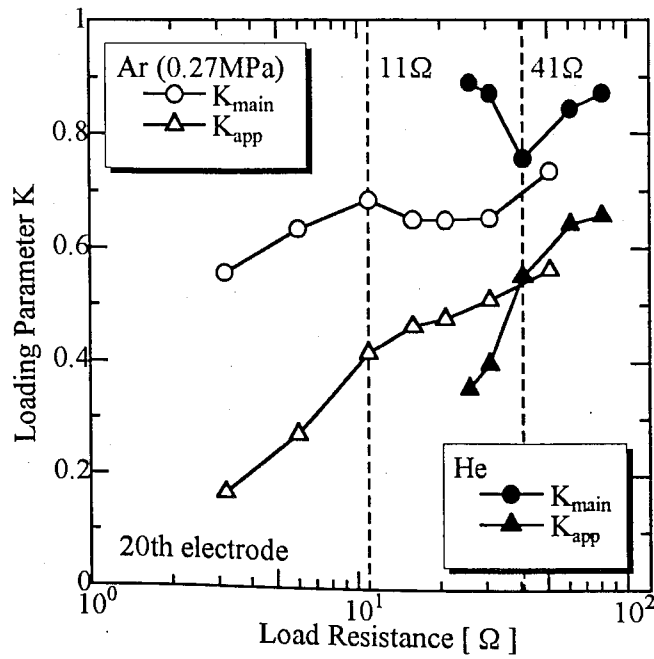


図 4.9: 負荷率の外部負荷抵抗依存性 (20 番電極)

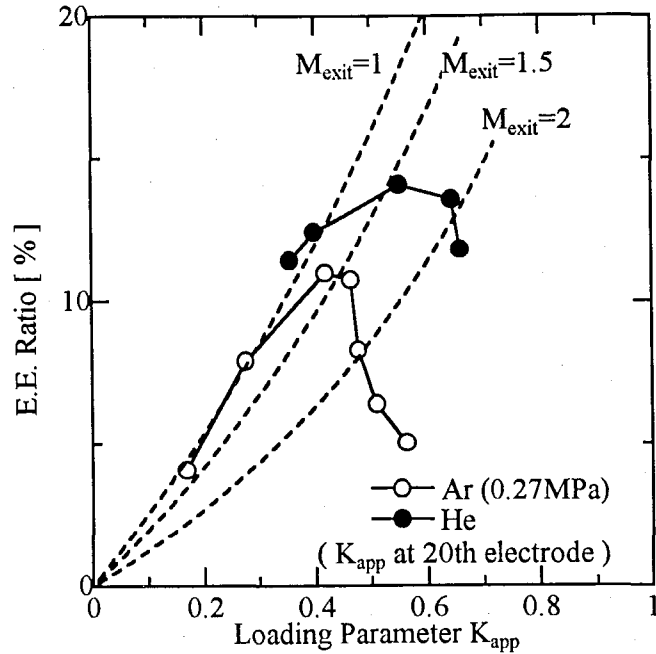


図 4.10: 20 番電極の K_{app} とエンタルピー抽出率の関係

相互作用の発電実験を実現することによって、図 4.3 及び図 4.4 に示したように、アルゴンの実験を上回るエンタルピー抽出率とそれに伴う断熱効率が達成されたといえる。

図 4.10 において、ヘリウムの実験の最大のエンタルピー抽出率が、同じ負荷率の $M = 1$ の曲線の示す値から離れているのは、出口のマッハ数が 1.7 と高かったことに起因している。前にも述べたように、出口マッハ数を 1 近くまで下げるような、さらに強い MHD 相互作用が実現すれば、さらなるエンタルピー抽出率の向上の余地があることが推察される。

4.5 エントロピー生成

アルゴンとヘリウムの各実験において最大のエンタルピー抽出率を得たときの、ジュール散逸に起因するエントロピー生成割合の流路方向分布を、図 4.11 と図 4.12 に示す。2 種類のエントロピー生成割合 ds_{main}/dx 、 ds_{app}/dx の定義については、前章で示したとおりであるが、ここでは単位質量あたりではなく、単位モル数あたりの量で表している。したがって、アルゴンとヘリウムという異なる作動流体の間でも、それらの値を定量的に比較することができる¹。

両者はよく似た分布の傾向を示しているが、図 4.12 のヘリウムの実験のほうが、前に述

¹ 単位モル数あたりのエントロピー変化は式 (3.5) において、気体定数 R を一般気体定数 R に置き換えることで計算できる。したがって、単原子分子であるガス同士 (すなわち比熱比の等しいガス) では、その値は温度比と圧力比のみに依存し、ガスの種類によらない。

べたように負荷率が高かったために、ジュール散逸に起因するエントロピー生成が全体的に小さかったことがわかる。また、これらの図において3章の場合と同じように、網掛けによって示した領域の面積によって、出口全圧から評価される発電流路内のエントロピー生成量 Δs を表している。その値を図4.11のアルゴンと図4.12のヘリウムの結果で比較すると、ジュール散逸に起因するエントロピー生成はアルゴンの場合のほうが大きいにもかかわらず、 Δs の値は両者でほとんどかわらない。このことからヘリウムの実験では、発電流路内の散逸過程の中で、ジュール散逸以外の流体力学的散逸の影響が大きくなっているといえる。その原因としては、ヘリウムの高い流速のために、壁面摩擦による圧力損失の影響が相対的に大きくなっていることが考えられる。

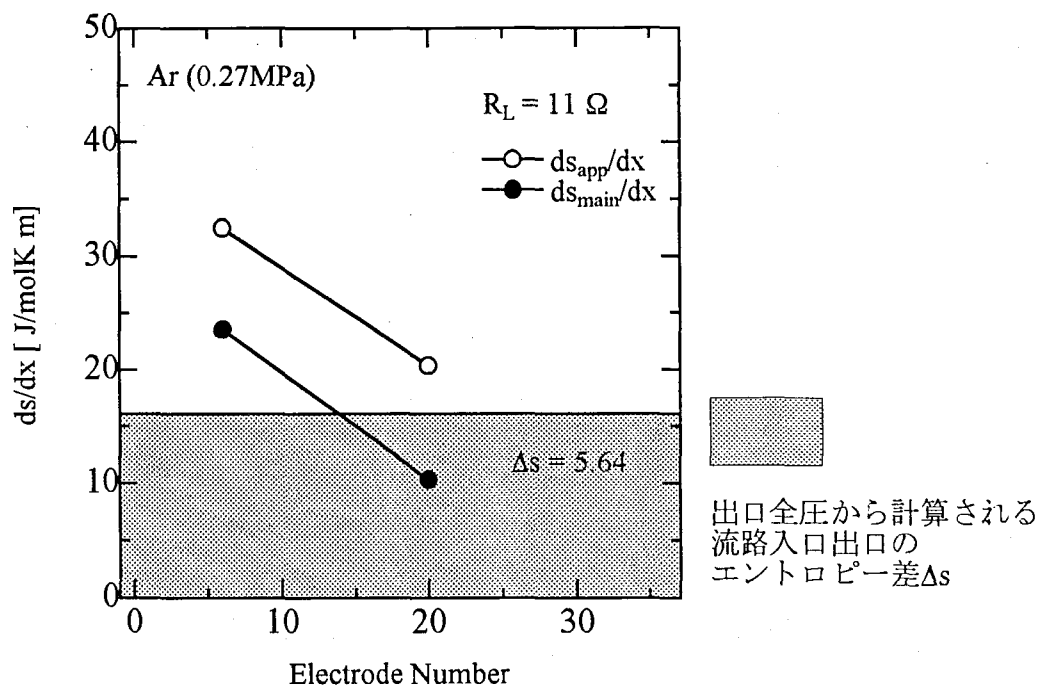


図 4.11: エントロピー生成割合の流路方向分布
(アルゴン高圧実験・外部負荷抵抗値11 Ω)

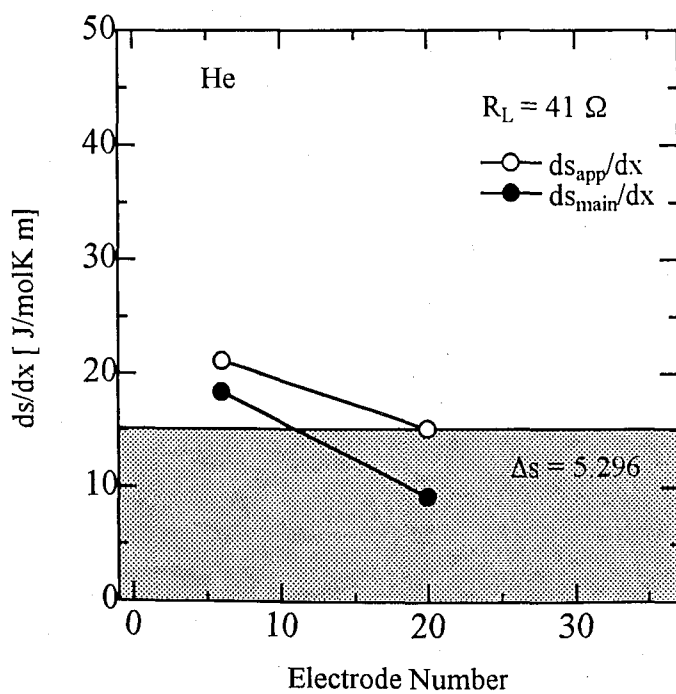


図 4.12: エントロピー生成割合の流路方向分布
(ヘリウム・外部負荷抵抗値41 Ω)

4.6 4章のまとめ

簡単な理論的考察から、ファラデー形MHD発電機において、その発電流路断面積比が固定されているとき、流路内の代表的な負荷率と出口マッハ数に対して、エンタルピー抽出率と断熱効率がおよそ予測し得ることを示した。その結果から、ファラデー形MHD発電機で高いエンタルピー抽出率と断熱効率を実現するためには、高い負荷率であると同時に出口マッハ数が1近くまで下がるような強いMHD相互作用が存在している必要があることを述べた。

さらに、これを実証するために、ヘリウムの流路内での流速が高いという流体的特性を利用することによって高負荷率、強いMHD相互作用下での発電実験を行った。この結果と3章に述べたアルゴンを用いた発電実験結果とを比較することによって、負荷率とMHD相互作用の大きさの異なる発電時におけるエンタルピー抽出率、断熱効率等の発電機の外的性能を比較した。

その結果を以下にまとめる。

1. ヘリウムを作動流体に用いて、高負荷率、強いMHD相互作用下での発電実験を実現することによって、3章で述べたアルゴンを用いた実験結果を上回る、14.1%のエンタルピー抽出率と42.2%の断熱効率を達成した。
2. アルゴンとヘリウムの実験値は、特に最大エンタルピー抽出率を得た負荷率の付近において、理論的考察による流路内の代表的な負荷率と出口マッハ数に対するエンタルピー抽出率の予測とよく一致した。よって、この考察に基づいて、ヘリウムの実験では、最大エンタルピー抽出率を得たときの負荷率がアルゴンの実験とくらべて高かったことが、エンタルピー抽出率の最大値を向上を導いたと考えることができる。
3. ヘリウムの実験で最大エンタルピー抽出率を得た負荷抵抗値のときの出口のマッハ数が1.7と高かったことから、さらに強いMHD相互作用が実現すれば、さらなるエンタルピー抽出率の向上の余地があることが示唆された。

最後に、繰り返しになるが、本研究で作動流体にヘリウムを用いた発電実験を行った目的は、アルゴンとヘリウムの流体的特性の差を利用して、負荷率とMHD相互作用の大きさの異なる条件下でエンタルピー抽出率、断熱効率等の発電性能を比較することにあつた。つまり、本章で得られた結論は本質的に作動流体に使われる気体の種類に依存するものではなく、ファラデー形MHD発電機を用いた高負荷率、強いMHD相互作用下での発電実験に対して一般的に導かれたものと考えられる。したがって、アルゴンを作動流体に用いた場合においても、磁束密度を高める、あるいは作動流体の電気伝導度を高める等の操作によって、高負荷率、強いMHD相互作用の条件下で発電を行えば、本章のヘリウムを作動流体に用いた発電実験結果と同等のエンタルピー抽出率と断熱効率が得られるものと推察される。

第 5 章

結 論

本研究は、CCMHD 発電における高い断熱効率の実現を目的として、希ガスを作動流体とするファラデー形 MHD 発電機を用いて行われた発電実験の結果をまとめたものである。

まず、アルゴンを作動流体として用いた発電実験において、発電流路出口の全圧を測定することによって、実測値としての断熱効率と、その外部負荷抵抗依存性を明らかにした。また、ジュール散逸を発電流路内の分布としてとらえ、断熱効率という発電機全体の効率を表す量と定量的に関連付けることができた。

さらに、高い断熱効率を実現するためには、高い負荷率と強い MHD 相互作用が同時に成り立つ必要があることを示し、これを実証するために、流速の高いヘリウムを作動流体として用いた発電実験を行った。この結果とアルゴンを用いた発電実験結果を比較することによって、負荷率と MHD 相互作用の大きさの異なる発電時におけるエンタルピー抽出率、断熱効率等の発電性能の違いを明らかにした。以下に、本研究によって得られた結論と今後の課題をまとめる。

5.1 本研究の結論

1. アルゴンを作動流体とした発電実験において、最大で 11.2% のエンタルピー抽出率が得られた。また、発電流路出口の全圧の測定によって実測値としての断熱効率が検証された。その結果、エンタルピー抽出率 8.3% に対して、39.7% の断熱効率が得られた。さらに、エンタルピー抽出率と断熱効率の外部負荷抵抗依存性から、同じエンタルピー抽出率であっても、負荷率の違いによって断熱効率に差が現れることが、実験的に確認された。
2. 発電流路内の複数点において、ジュール散逸に起因するエントロピー生成を評価することによって、発電流路内のジュール散逸の分布を知ることができた。その結果、低負荷抵抗値では、大きいファラデー電流のために、発電流路上流の主流と電圧降下領域において、極めて大きなジュール散逸が発生していることが示された。また、高負荷抵抗値の場合は、発電流路全体を通じて小さなジュール散逸に抑えられるために、その結果として高い断熱効率が導かれることが実験的に確認された。

3. 簡単な理論的考察から、ファラデー形MHD発電機で高いエンタルピー抽出率と断熱効率を実現するためには、高い負荷率であると同時に出口マッハ数が1近くまで下がるような強いMHD相互作用が存在している必要があることを示した。
4. 流路内の流速が高いヘリウムを作動流体に用いることによって、高負荷率、強いMHD相互作用下での発電実験を実現した。その結果、14.1%のエンタルピー抽出率に対して42.2%の高い断熱効率を達成した。また、これらの結果は3.の理論的考察による予測とよく一致し、この考察による高い断熱効率のための指針の妥当性が確かめられた。

5.2 今後の課題

発電流路内の散逸の評価

CCMHD発電機の断熱効率の向上に関して、発電流路内の散逸の低減は不可欠である。よって、MHD発電実験における流路内の散逸過程を定量的に調べることは、散逸の具体的な原因を解消していく上で重要である。本研究では、ファラデー形MHD発電流路内の複数点において、ジュール散逸に起因するエントロピー生成を評価することによって、発電流路内のジュール散逸を分布としてとらえることができた。しかし、測定位置の数はまだ不十分であり、発電機の外的な性能である断熱効率を、完全に定量的に説明するにはいたっていない。今後、流路方向の分布、流路断面積内の分布ともに、詳細なジュール散逸の評価が望まれる。さらに、本文中でも述べたように、より厳密に断熱効率の実測値との関連付けを行うためには、摩擦損失や熱損失を考慮した発電流路内の散逸を評価する必要がある。

一方、数値計算を用いてMHD発電機の性能評価を行う場合においても、発電流路内の出力密度や電気変換効率に注目するだけでなく、散逸（エントロピーの生成）を減らすという観点からの検討が必要であろう。

さらなる高断熱効率の可能性

本研究で実験的に達成された断熱効率の値は、複合サイクル等にCCMHD発電機が組み込まれる際に必要とされる断熱効率の値には、到底およばない。しかし、この結果は2.4 Tという比較的小さい磁束密度を伴う実験装置で得られたものである。高い断熱効率を得るために、高い負荷率であっても強いMHD相互作用が存在する条件を与えることが本質的であることは本文中に述べた。したがって、高い磁束密度を加えることによって、本研究の実験条件よりも高い負荷率で強いMHD相互作用下で発電を行えば、確実に断熱効率の向上がなされる。本文中には紹介していないが、たとえば電氣的諸量を実験値に合わせた定常準一次元計算によれば、6 Tの磁束密度を加えれば、本研究で用いた発電機でも約60%の断熱効率を得られることが予想された。

また、同じく高負荷率、強いMHD相互作用下で発電を行うための方法として、作動流体の電気伝導度の向上が有効である。そもそも、発電実験における電流密度等から弱電離気体の衝突理論を用いて予想される電気伝導度にくらべて、実際に流路内で得られている実効的な電気伝導度が非常に低いことが、大きな問題点のひとつとして挙げられる。しか

し、この問題はプラズマの非一様性に密接に関係しており、そのメカニズムは極めて複雑である。また、電極付近の電圧降下も、本質的には作動流体の実効的な電気伝導度の向上を妨げる原因のひとつと考えられる。今後は、これらの問題の解明、あるいは高い電気伝導度を得るためのブレイクスルーが望まれる。

参考文献

- [1] Rosa, R.J., *Magnetohydrodynamic Energy Conversion*, McGraw-hill Book Company
- [2] 福田雅文、岡村隆成, “次世代ガスタービンと発電システム”, 日本機械学会 [No.96-3], 第5回動力・エネルギー技術シンポジウム’96講演論文集, A106, pp28~33, 1996.
- [3] Messerle, H.K., *Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation*, John Wiley & Sons.
- [4] Mitchner, M. and Kruger, C.H., *Partially Ionized Gases*, John Wiley and Sons, New York, 1973.
- [5] 吉川邦夫、塩田進, “クローズドサイクルMHD発電機をトッパーとするガスタービンコンバインドサイクル発電システム”, 日本機械学会論文集(B編), 55巻, 513号, 1989.
- [6] Yoshikawa, K., Shioda, S., Tsujiguchi, S., and Furuya, K., “Inert Gas MHD Triple Combined Cycle (Part I: Systems)”, Proc. of the 10th Int. Conf. on MHD Electrical Power Generation, Tiruchirapalli, Vol.3, 1989.
- [7] 山岬裕之, “着実に開発進むMHD発電”, 電学誌, 113, pp473~476 (平5-6)
- [8] 木塚宣明, “入口スワールをもつディスク型CCMHD発電機の研究”, 東京工業大学, 修士論文, 1993.
- [9] Harada, N. et al., “Improvement of Generator Performance in FUJI-1 CCMHD Blow-Down Experiment”, Proc. of the 31st Symposium on Engineering Aspects of MHD, 1993.
- [10] 角田和巳, “クローズドサイクルMHD発電機の電磁流体力学に関する研究”, 東京工業大学, 博士論文, 1992.
- [11] 瀬谷典繁、末包哲也、吉川邦夫、山岬裕之、Debashish BISWAS, “ディスク形MHD発電機内の放射状超音速流れの挙動(第1報, 非発電時の計測と3次元数値解析)”, 日本機械学会論文集, 61-592, B, pp80~86, 1995.

- [12] Veefkind, A., Houbden, J.W.M.A., Blom, J.H. and Rietjens, L.H.T., "High-Power Density Experiments in a Shock-Tunnel MHD Generator", AIAA Journal, Vol.14, No.8, pp1118~1122, 1976.
- [13] Baemans, W.J.M. and Rietjens, L.H.Th., "High Enthalpy Extraction Experiments with the Eindhoven Blow-Down Facility", Proc. of the 9th Int. Conf. on MHD Electrical Power Generation, Vol.II, Tsukuba, 1986.
- [14] Veldhuizen E.M. and Holten A.P.C., "An Overview of Diagnostic Results of the EUT Blow-Down Generator", Proc. of the 26th Symposium on Engineering Aspects of MHD, p9.3.1, 1988.
- [15] Merck, W.F.H., Masee, P. and Rietjens, L.H.Th., "An Empirical Approach to the Electrical Performance of a Closed Cycle MHD Generator", Proc. of the 26th Symposium on Engineering Aspects of MHD, p9.4.1, 1988.
- [16] Merck, W.F.H., Rietjens, L.H.Th., "Empirical Description of Discharge Phenomena in A-Cs MHD Generators", Proc. of 10th Int. Conf. on MHD Electrical Power Generation, 1989.
- [17] Rietjens, L.H.Th., "The Dutch MHD Program", Proc. of 10th Int. Conf. on MHD Electrical Power Generation, 1989.
- [18] 谷口芳人, "ヘリウム駆動ファラデー型MHD発電機の特性と光学測定", 東京工業大学, 修士論文, 1990.
- [19] 窪田洋一郎, "強い電磁力下におけるファラデー形MHD発電機内の超音速流れ", 東京工業大学, 修士論文, 1993.
- [20] Tsuji, K. and Yamasaki, H., "Adiabatic Efficiency and Enthalpy Extraction of Disk MHD Generator", Proc. of the 17th Symposium on Efficient Use of Energy and Direct Electrical Power Generation, Hokkaido Univ., pp331~340, 1995.
- [21] 辻 潔、丹羽芳光、金子哲也、大久保雅章、山岬裕之, "アルゴンを用いたディスク型MHD発電機の強い相互作用下における流体・プラズマ特性", 電学論B, 115, pp164~171 (平7-2)
- [22] 義家 亮、吉田明弘、椛島成治、塩田 進、山岬裕之, "超音速ファラデー型MHD発電機の断熱効率", 日本機械学会論文集, 61-586, B, pp218~223, 1995.
- [23] 乾 義尚、原 武久、石川本雄、卯本重郎, "非平衡ファラデー形MHD発電機の準二次元シミュレーション", 電学論B, 111, pp675~681, (平3)

- [24] Klepeis, J. and Hruby, V., "MHD Power Generation Experiments with a Large Disk Channel: Verification of Disk Scaling Laws", Proc. of the 15th Symposium on Engineering Aspects of MHD, 1976.
- [25] Veefkind, A., Karavasilev, V. and Dalun, W., "Performance Experiments with a Shock-Tunnel-Driven Argon Cesium MHD Disk Generator", J. Propulsion, Vol. 4, No. 4, pp363~369, 1988.
- [26] 倉谷健治、土屋荘次、**衝撃波の化学物理**, 裳書房.
- [27] 生井武文、松尾一泰、**圧縮性流体の力学**, 理工学社.
- [28] 山下巖, "スペクトル線反転法によるMHD衝撃波プラズマの温度測定", 機械試験所所報, Vol. 23, No.1, 1969.
- [29] Aoki, Y., Seidou, T. and Ohtomo, N., "Measurement of the Time-Dependent Temperature Variation of Combustion MHD Plasma", Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 23, No. 12, 1984.
- [30] 河合秀治, "FUJI-1装置におけるシード率測定に関する研究", 東京工業大学, 修士論文, 1993.
- [31] 技術資料, **流体計測法**, 日本機械学会 編, 丸善.
- [32] Bosma, J. C. N., et al., "Experimental Investigation of the Gas-Dynamic Interaction between Streamers and Background Gas in a Noble Gas MHD Generator", Proc. of the 23rd Symposium on Engineering Aspects of MHD, 1985.
- [33] Nakamura, H., Noma, A., Matsuda, M., Okamura, T., Ymasaki, H. and Shioda, S., "Measurement of Plasma and Fluid Properties in Closed Cycle Disk Generator", Proc. of the 33rd Symposium on Engineering Aspects of MHD, pIV.2-1, 1995.
- [34] Borghi, C. A. and Veefkind, A., "Ionization Relaxation in Closed-Cycle MHD Generator", AIAA Journal, Vol. 22, No. 3, pp348~353, 1983.
- [35] 青木俊之、松尾一泰、近藤信昭、池田利弘, "ファラデー型MHD発電チャネル内の流動特性に関する数値解析", 九州大学総合理工学研究科報告, 7-1, pp47~53 (昭60)

目 次

1.1	異なる出口/スロート断面積比に対するエンタルピー抽出率と断熱効率の関係	5
1.2	出口/スロート断面積比とエンタルピー抽出率の関係	6
2.1	ファラデー形MHD発電機	10
2.2	駆動装置概略図	12
2.3	流路高さ方向の磁場分布	14
2.4	偏光ラインリバーサル法の光学系	16
2.5	全圧管概略図	18
3.1	よどみ点の諸量・ファラデー電流・流路出口のマッハ数の時間波形	22
3.2	エンタルピー抽出率の外部負荷抵抗依存性	24
3.3	発電流路出口マッハ数	25
3.4	エンタルピー抽出率に対する発電流路入口と出口の全圧比の変化	26
3.5	エンタルピー抽出率と断熱効率の関係	26
3.6	流路方向のファラデー電流分布	28
3.7	ファラデー電位分布の測定例とファラデー電界の2通りの定義	28
3.8	負荷率の外部負荷抵抗依存性 (高圧条件)	30
3.9	負荷率の外部負荷抵抗依存性 (低圧条件)	30
3.10	エントロピー生成割合の外部負荷抵抗依存性 (高圧条件)	35
3.11	エントロピー生成割合の外部負荷抵抗依存性 (低圧条件)	35
3.12	発電流路出口全圧から評価されるエントロピー生成量の外部負荷抵抗依存性	36
3.13	エントロピー生成割合の流路方向分布 (外部負荷抵抗値 6Ω)	38
3.14	エントロピー生成割合の流路方向分布 (外部負荷抵抗値 21Ω)	38
4.1	流路内の代表的な負荷率と発電流路出口マッハ数に対する	42
4.2	よどみ点の諸量・ファラデー電流・流路出口のマッハ数の時間波形	45
4.3	エンタルピー抽出率の外部負荷抵抗依存性	46
4.4	エンタルピー抽出率と断熱効率の関係	47
4.5	発電流路出口マッハ数	48
4.6	流路方向のファラデー電流分布	48
4.7	6番電極と20番電極位置における主流中の実効的な電気伝導度	49
4.8	負荷率の外部負荷抵抗依存性 (6番電極)	51

4.9 負荷率の外部負荷抵抗依存性(20番電極)	51
4.10 20番電極の K_{app} とエンタルピー抽出率の関係	52
4.11 エントロピー生成割合の流路方向分布	54
4.12 エントロピー生成割合の流路方向分布	54

謝 辞

本研究を進めるにあたり、終始懇切丁寧な御指導を賜りました柁島成治教授、山岬裕之教授、奥野喜裕助教授、塩田進教授、吉川邦夫助教授、岡村哲至助教授に深く感謝の意を表します。

指導教官である柁島成治教授には、進路決定に際する相談をはじめとしまして、常に心の拠り所となる存在としてお世話になりました。同じく山岬裕之教授には、大岡山にいらっしゃるにもかかわらず、研究活動のすべてにおいて全面的に御指導頂きました。奥野喜裕助教授には、常日頃からの活発な議論を通しまして、実験結果の解析における多くの有益な御指摘を頂きました。心から御礼申し上げます。

末包哲也助手には、5年間の研究室生活を通じて、MHDの分野にとどまらない広い視野と知識を与えて頂きました。辻潔助手には、本論文をまとめるにあたっての理論的考察において重要な示唆を与えて頂きました。技官の高橋浩さんには、実験に臨むにあたっての多くの問題に対して度々相談にのって頂きました。大変感謝しております。

共同実験者の修士2年の中西甚吾君、修士1年の大野弘之君には、実験準備から実験結果の解析まで、労を惜しまない協力を得ました。深く感謝するしだいです。本当にありがとうございました。その他の研究室の皆様にもこの場を借りて深く感謝の意を表します。

修士課程のときから衝撃波管装置による実験一辺倒でやってまいりましたが、常に順風満帆というわけではなく、大きな間違いをおかすことが幾度かありました。しかし、その度に研究室の先生方の心強い言葉が大きな励みとなり、研究を続けることができました。また、先生方、先輩方の研究に対する情熱と真摯な姿勢についても、多くのことを学ばせて頂いた気がいたします。

最後に、研究に没頭するという喜びを得るための環境を与えてくれた家族に、また共に学び励ましあい競いあった友人に、心から御礼申し上げます。