

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	アルゴン - セシウム非平衡プラズマを用いたディスク型MHD発電機 の特性に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	辻潔
Author(English)	KIYOSHI TSUJI
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3044号, 授与年月日:1995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3044号, Conferred date:1995/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

アルゴン－セシウム非平衡プラズマ
を用いたディスク型MHD発電機の特
性に関する研究

指導教官

塩田 進 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

辻 潔

平成 7年 3月

目次

1	序論	1
1.1	高効率発電としてのMHD発電	1
1.1.1	オープンサイクルMHD発電	3
1.1.2	クローズドサイクルMHD発電	4
1.1.3	MHD発電機の性能とコンバインド サイクルの熱効率	5
1.2	ディスク型MHD発電機	8
1.3	これまでの研究	10
1.4	本研究の目的	13
1.5	本論文の構成	14
2	衝撃波管駆動実験装置および計測系	16
2.1	衝撃波管駆動実験装置	16
2.1.1	衝撃波管装置	16
2.1.2	ディスク型MHD発電機	18
2.1.3	真空排気系	18
2.1.4	シード注入装置	20
2.1.5	空心磁場コイル	20
2.1.6	制御盤	24
2.2	計測系	24
2.2.1	衝撃波管における圧力測定	24
2.2.2	偏光ラインリバーサル	24
2.2.3	電気測定	27
2.2.4	発電機内の流体測定	27
2.2.5	分光測定・写真観測	28
2.2.6	データ収集系	30
2.3	実験条件と動作試験および非発電時における 発電機内の流体特性	30
2.4	本章のまとめ	35

3	発電特性と流体および非平衡プラズマの特性	-----	37
3.1	電気出力の時間変化	-----	37
3.2	電気特性（出力電圧－出力電流特性、電位分布）	-----	37
3.3	流体特性	-----	39
3.4	プラズマの挙動	-----	43
3.5	エンタルピー抽出率と全圧損失および 断熱効率	-----	50
3.6	本章のまとめ	-----	60
4	断熱効率とエンタルピー抽出率に対する考察	-----	62
4.1	基礎式	-----	62
4.2	断熱効率とエンタルピー抽出率、および 出口／スロート断面積比の関係	-----	69
4.3	シード完全電離	-----	70
4.4	負荷率、ホール係数と断熱効率、 電子温度の関係	-----	70
4.5	発電機の設計パラメータ、運転条件	-----	72
4.6	本章のまとめ	-----	74
5	結論	-----	75

記号表

A	: 流路断面積
A^*	: 流路スロート断面積
B	: 磁場
C_p	: 作動気体の定圧比熱
e	: 素電荷
E	: 電離ポテンシャル (添字 $C_s - C_s^+, A_r - A_r^+$)
E	: 電場 (添字 r, θ)
$E.E.$: エンタルピー抽出率
$E.E(r)$: 半径 r より上流でのエンタルピー抽出率
g_o	: 縮退度
h	: プランク定数
I_h	: 出力ホール電流
j	: 電流密度
k	: ボルツマン定数
K_h	: 電圧負荷率
M	: マッハ数
m	: 質量
\dot{m}	: 質量流量
n	: 数密度
P	: 静圧
P	: 電気出力密度
P_o	: 全圧
P_e	: 電気出力
Q	: 運動量伝達衝突断面積
R	: 気体定数
R_L	: 外部負荷抵抗
T	: 静温
T_o	: 全温
$T_o(r)$: 半径 r での全温度

u	: 流速
V_h	: 出力ホール電圧
Z	: 分配関数
β	: ホール係数
γ	: 作動気体の比熱比
δ	: エネルギー損失係数
ε , S. F.	: シード率
ε_0	: 真空誘電率
η_{ad}	: 断熱効率
η_e	: 電気変換効率
η_p	: ポリトロピック効率
ν	: 運動量伝達衝突周波数
ρ	: 密度
σ	: 電気伝導度

添字

e	: 電子
$i n$: 発電機入口
$o u t$: 発電機出口
r	: 半径方向成分
θ	: 円周方向成分

1 序 論

この章では、本研究対象としたクローズドサイクルディスク型MHD発電機の概略について説明する。まず最初に、本研究の最終的な目標となる高効率発電としてのMHD発電について述べ、次にディスク型MHD発電機の特徴と、非平衡プラズマを用いたディスク型MHD発電機のこれまでの実験的研究について説明し、本研究の目的を明らかにする。最後に、本論文の構成について説明する。

1. 1 高効率発電としてのMHD発電

一般に熱機関の熱効率の限界としては、カルノーサイクルの効率としてよく知られているサイクルの最高温度に依存した限界が存在する。MHD発電では作動流体が磁場中を流れるときに生ずる電気を、流路壁面に設置した電極から直接取り出す。このため従来のタービンを用いた発電のように、作動流体に直接接触れる可動部分（回転翼など）がMHD発電ではない。このことにより、MHD発電では従来のタービンを用いた発電よりも作動流体の温度をより高くでき、より高い熱効率が可能である[1]。実際には、燃焼ガスプラズマや非平衡プラズマを用いたMHD発電では、作動流体が高温のときのみ発電が可能であったり、またタービンにくらべて断熱効率が低いため、サイクルの高温部分をMHD発電とし、低温部分を従来のタービンを用いた発電としたコンバインドサイクルとして高効率化が可能となる[2]。

高効率発電としてのMHD発電では、作動気体として高温の燃焼ガスを直接用いるオープンサイクルと、熱交換によって昇温された高温の希ガスを作動気体とするクローズドサイクルがある。図1-1と図1-2にそれぞれのサイクルの概略を示す。通常化石燃料の燃焼によってつくられる温度では、いずれの気体もそのままではほとんど電離せず、電気伝導度が低くMHD発電の作動流体としては適当でない。このためシードと呼ばれる電離しやすい物質が添加される。燃焼ガスを直接用いるオープンサイクルでは、炭酸カリウムなどが、また希ガスを用いるクローズドサイクルでは、単体のセシウムやカリウムなどのアルカリ金属がシードとして用いられる。以下にこれらのサイクルの特徴を簡単に述べ、さらにMHD発電機の性能とコンバインドサイクル全体の熱効率の関係を、本研究対象としたクローズドサイクルの場合について説明する。

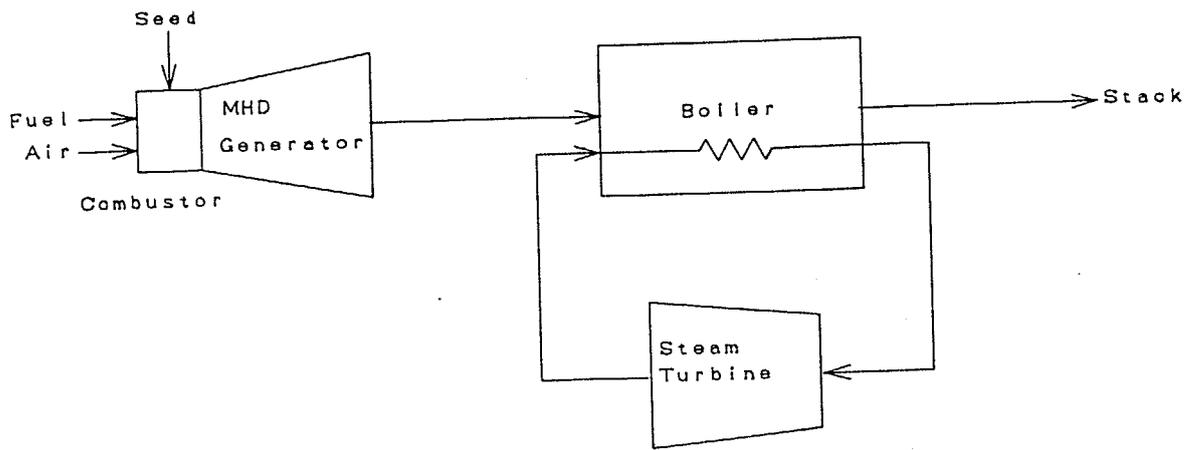


図1-1 オープンサイクルMHD発電の概略図

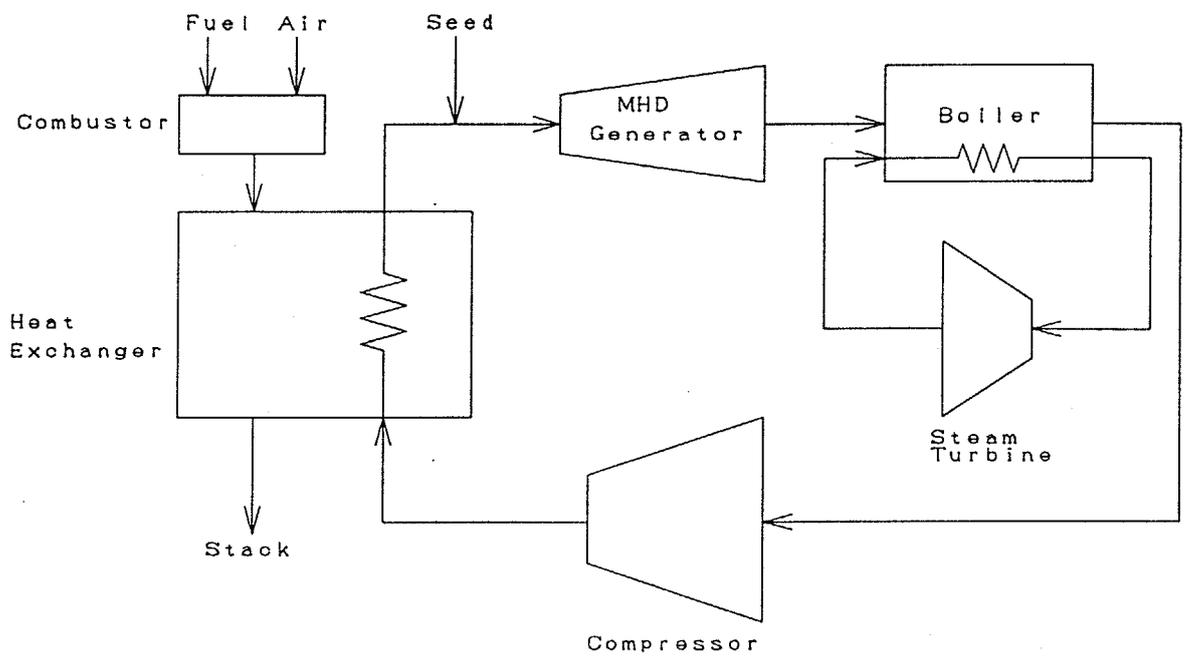


図1-2 クローズドサイクルMHD発電の概略図

1. 1. 1 オープンサイクルMHD発電

オープンサイクルでは作動気体として燃焼ガスを直接用いるので、クローズドサイクルで使われるような高温熱交換器[3, 4] や循環用の圧縮器が必要ないが、燃焼ガスの性質が発電性能に影響を与えるので燃焼器の性能や燃料の種類が問題となる。また、作動流体である燃焼プラズマは、プラズマ中の電子の温度（電子温度）とイオンや中性の分子（重粒子）の温度（気体温度）が等しい熱平衡プラズマである。これは、燃焼ガスを構成する分子と電子が衝突して電子の運動エネルギーが奪われる衝突の衝突断面積が大きいためである[1, 5]。

オープンサイクルでは、作動流体が熱平衡プラズマであるため流速を上げると流体が膨張し、温度が下がるのにもないプラズマの電離度が下がり電気伝導度が低下する。このため発電流路内の流速を高くすることができず、起電力を高くできない。また燃焼プラズマは希ガスによるプラズマに比べて電気伝導度が小さく、電流密度を高くできない。これらの結果、オープンサイクルではクローズドサイクルに比べて出力密度（単位体積中の電気出力）が小さく、このため発電流路はかなり長くなる（実用的なもので数十メートル）。さらに、発電流路内で流体が発電し仕事を行うと、それだけ流体は膨張し温度が低下し電気伝導度が低下する。このためオープンサイクルでのMHD発電機では、入ってくる作動気体の持つ熱エネルギー（熱入力）から電気エネルギーに変換する割合（エンタルピー抽出率）は低く、化石燃料を用いた場合十数パーセント程度である。この結果サイクルの最高温度は高くても、MHD発電機から流出するガスの温度が高すぎ、低温側のタービンによる発電で利用できる温度を越えてしまい、コンバインドサイクル全体としての熱効率がそれほど上がらない。

オープンサイクルのこのような問題は、作動流体の温度が下がると電気伝導度が低下するという熱平衡プラズマ特有の性質によるが、高い電気伝導度が得られない場合には、より高い磁場強度をもつ超伝導磁石が必要とされる。しかし、これは超伝導磁石のコストアップにつながる。そこで近年、石炭を用いたオープンサイクルでは石炭を直接燃焼するのではなく、これをガス化して酸素燃焼することにより電気伝導度を高めることが考えられている。さらに、燃焼ガスプラズマを高周波放電により加熱し、局所的に高い電気伝導度をもつ領域を層状に作り出す（T-レイヤー）ことによって、この問題を解決するという提案が注目されている。また以上に述べたことは化石燃料を用いた高效率発電としてオープンサイクルMHD発電を考えた場合である。したがってそれ以外、たとえば水素-酸素

燃焼プラズマを用いる場合、さらに地殻探査や宇宙用電源への応用を考え、特殊燃料を用いたコンパクトな大出力電源としてのオープンサイクルは有望であると思われる。

1. 1. 2 クローズドサイクルMHD発電

クローズドサイクルMHD発電は、高い電気伝導度を得やすい希ガスを作動気体として用いていること、また熱交換器を通して高温の希ガスを得るため熱源は多様であり、高温ガス炉や太陽熱、さらに長期的には核融合炉などの熱源との組み合わせも可能であるという特徴を持っている。

希ガスを用いた場合に高い電気伝導度を得られる理由は、希ガス原子に対する電子の運動量移動の衝突断面積が、他の原子や分子に比べて小さいためである。希ガスは単原子分子であるため、多原子分子に比べて電子のエネルギー損失の衝突断面積が非常に小さく、気体温度と電子温度が異なる非平衡プラズマを得やすい。このため気体温度が低くても電気伝導度の高い作動流体を得ることができ、オープンサイクルとは対照的である。

この結果、MHD発電機に入る作動気体の温度が、シード原子が十分電離する温度より低くても、発電機内に生じる起電力による電流によってジュール加熱され、電子温度の高い非平衡プラズマが得られる。このことにより、クローズドサイクルではオープンサイクルに比べてMHD発電機に入る作動気体の温度は低くても運転可能である[6]。運転される温度は、熱交換器の耐熱性と要求されるシステムの熱効率に関係するが、 $1700 - 2400$ [K]程度である。さらに、クローズドサイクルMHD発電では、発電流路内の流速を高くして超音速状態のもとで発電することができるので、高い起電力が得られ、希ガスプラズマの高い電気伝導度と併せて、非常に高い出力密度が得られ発電機がコンパクトになる[7]。また、十分に高いエンタルピー抽出率を得ることができ[8]、このことによりコンバインドサイクル全体の熱効率を高くすることができる。

一方、クローズドサイクルの問題としては、非平衡プラズマでは電子温度が気体温度と異なっているため電子温度が上昇しやすく、空間的に電流が集中する所での電子温度が上昇し、その結果電離度が高くなり電気伝導度が上昇しさらにそこに電流が集中するという不安定性（電離不安定）が生じやすい[9, 10, 11, 12, 13]。このためプラズマは非一様になりやすく[14]、その結果、実効的な電気伝導度やホール係数が低下するという問題が生じやすい[15, 16]。また、この不安定性を

抑えるために電子温度を安定領域に設定することを試みる場合にも、電子温度が負荷率や静圧に強く依存するため、困難を伴う。特に、高いエンタルピー抽出率を得るためにMHD相互作用を高めた場合には、負荷抵抗、シード率、入口気体圧力といった条件により電子温度は大きく変化し、現象が非常に複雑となる。この現象の複雑さが、最適な運転条件を見つけることや発電機の設計パラメータを決定するといった問題を難しくしている。したがってクローズドサイクルMHD発電にとっては、発電流路内の非平衡プラズマの電離不安定を抑えながら高い発電性能を得ることも重要であるが、発電機設計の基礎資料となるMHD相互作用が強いときの発電機内の流体特性や非平衡プラズマの特性を明らかにすることがより重要と考えられる。

1. 1. 3 MHD発電機の性能とコンバインドサイクルの熱効率

発電システムを考えた場合、MHD発電機はタービンと等価のシステム中のコンポーネントであり、その性能はエンタルピー抽出率と断熱効率の2つのパラメータで評価される（厳密には熱損失も考慮する必要がある）。エンタルピー抽出率と断熱効率の定義は以下の式による。

$$E.E = \frac{P_e}{\dot{m} C_p T_{0in}} \quad (1-1)$$

ここに、 P_e : 電気出力、 T_{0in} : 発電機入口での作動気体の全温度、 \dot{m} : 質量流量、 C_p : 作動気体の定圧比熱、 $E.E$: エンタルピー抽出率

$$\eta_{ad} = \frac{E.E}{1 - (p_{0out}/p_{0in})^{(\gamma-1)/\gamma}} \quad (1-2)$$

ここに、 $E.E$: エンタルピー抽出率、 p_{0in} : 発電機入口全圧、 p_{0out} : 発電機出口全圧、 γ : 作動気体の比熱比、 η_{ad} : 断熱効率

式1-1の分母は発電機への熱入力である。すなわちエンタルピー抽出率は熱入力に対する電気出力の比である。式1-2の分母は発電機の入口-出口の全圧比を同じにして可逆的（等エントロピー的）に仕事が行われるときのエンタルピー抽出率である。すなわち断熱効率とは、実際の発電機が可逆的（等エントロピー的）な過程からどれだけ離れているかを入口-出口全圧比が同じときの仕事の比

として表したものである。エンタルピー抽出率は、本質的には発電回路長さを長くすれば単純に増えるようなひとつの設計パラメータといてよい（断熱効率が低いとそれによる制限を受けるが）。それに対して断熱効率は非可逆的な（エンタルピーを増大させるような）現象によって低下する。例えば発電機内のジュール加熱や、壁面摩擦、衝撃波などによる圧力損失によって断熱効率は低下する。これらの現象を抑えることにより断熱効率を高くすることができるが、これらの現象を完全になくすことはできないので、当然断熱効率には限界が存在する。

つぎに、クローズドサイクルMHD発電機でのエンタルピー抽出率と断熱効率が、コンバインドサイクルを組んだ発電システムの熱効率にどのように関係してくるかを考えてみる。MHD発電機に入る作動気体の温度は、上で述べたように熱交換器での燃焼ガスの温度や高温熱交換機の性能によって決定される。またMHD発電機から出て行く作動気体の温度は、その下流に設けられたタービンで利用できる最高温度にすることが適当である。というのは、タービンの断熱効率はMHD発電機より高いと考えられるので、タービンで利用できる温度範囲はすべてタービンを用いたときにコンバインドサイクル全体の熱効率が最も高くなることが明らかだからである。したがってMHD発電機の入口と出口での作動気体の温度が決まってしまうので、MHD発電機のエンタルピー抽出率はそこから決定され、入口と出口の温度差を入口の温度で割ったものとなる。このようにMHD発電機のエンタルピー抽出率は、コンバインドサイクル全体を設計するときに必要な値が決定されてしまう。実際、高温熱交換器で得られる作動気体の温度は2400 [K]程度までが、またタービンで利用できる温度は1700 [K]程度までがその上限であると考えれば、MHD発電機に必要なとされるエンタルピー抽出率は30 [%]程度であることが容易にわかる。

一方、クローズドサイクルMHD発電機の断熱効率が、コンバインドサイクル全体の熱効率に与える影響を考えると、図1-3に示すように、MHD発電機の断熱効率が高ければ全体の熱効率も高くなることがわかる。しかしながら、MHD発電機の断熱効率が全体の熱効率に与える影響はあまり大きくはない。したがって、高い熱効率を目指そうとすれば必要な断熱効率は非常に高いものとなってしまいが、それほど高い熱効率を目指さないのであれば比較的低い断熱効率でもよいことがわかる。実際にMHD発電機に必要なとされる断熱効率はどの程度の熱効率を目指すかによるが、クローズドサイクルの場合70%から80%程度ではないかと思われる。また図1-3よりサイクルの最高温度を上げることがサイク

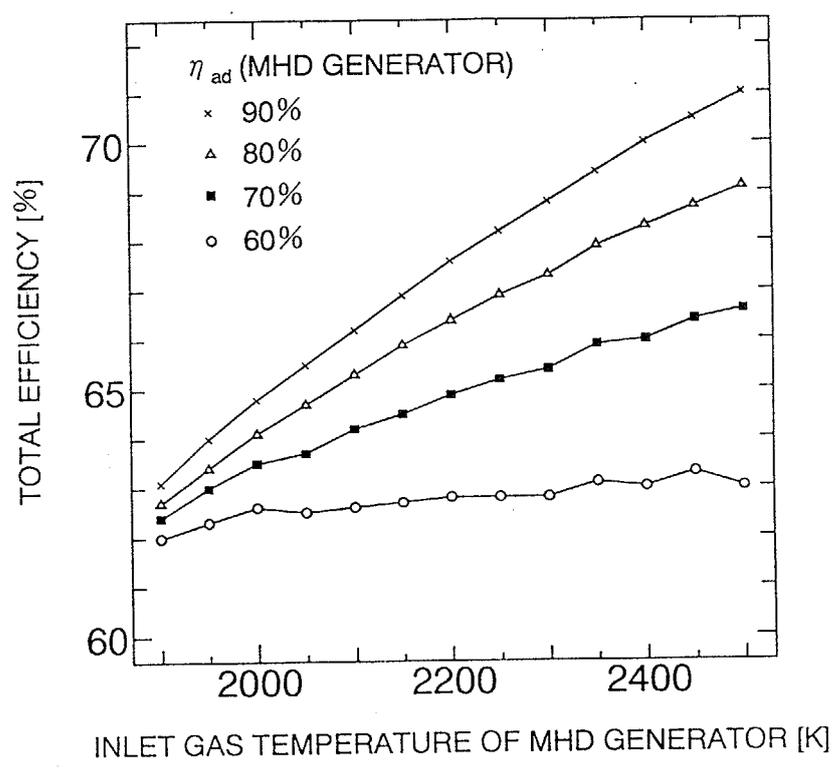
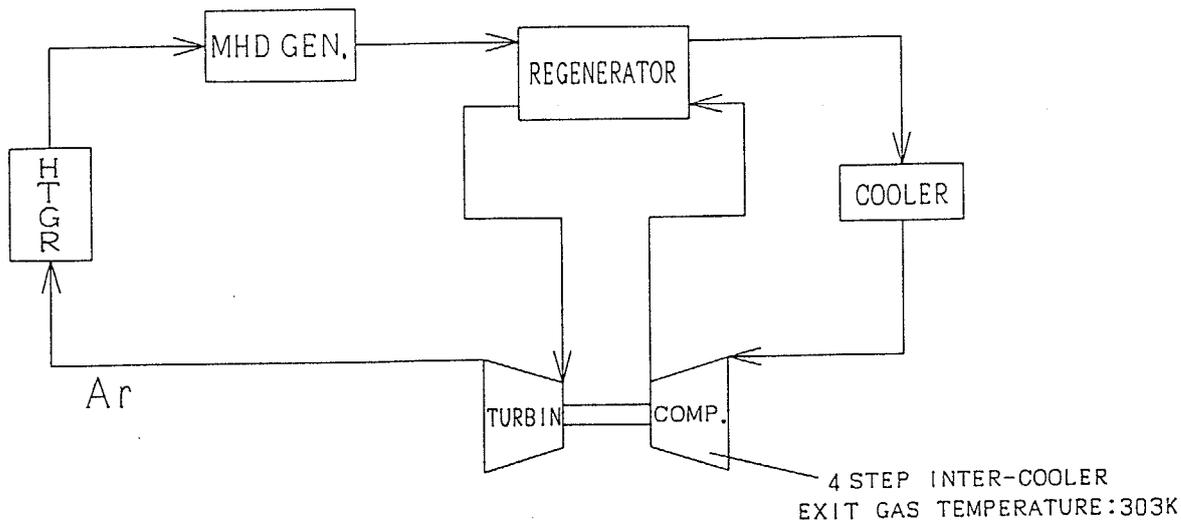


図 1 - 3 MHD 発電機の断熱効率とコンバインドサイクル全体の熱効率の関係

ルの熱効率の向上にとって大きく、MHD発電による高温化の意義も高まる。

以上を簡単にまとめると、MHD発電機の性能のうちエンタルピー抽出率はその必要な値がコンバインドサイクル全体の設計から決められ、したがってその値を達成できない場合は大きな問題となる。しかし、クローズドサイクルのMHD発電機では作動流体が非平衡プラズマであるためエンタルピー抽出率は制限されず、発電流路長を長くすればその値を大きくできる一つの設計パラメータといえる。必要なエンタルピー抽出率を達成することは、十分な電気伝導度が得られれば、比較的容易であると考えられる。それに対して断熱効率は、サイクル全体の熱効率と密接に結びついており、高い熱効率を目指した場合必要な断熱効率の値は非常に高いものとなる。しかし、断熱効率はMHD発電機内のジュール加熱や壁面摩擦、衝撃波などによって低下し、また、それらの問題を完全になくすことは難しいため、高い断熱効率を達成するには様々な困難がともなうと考えられる。

1. 2 ディスク型MHD発電機

MHD発電機は作動流体が磁束密度 B の磁場中を流速 u で流れるときに生じる起電力 $u \times B$ を直接取り出すものと、その起電力によって起きる荷電粒子の流れと磁場との相互作用によって生じるホール起電力を取り出すものがある。前者の代表的なものがファラデー型MHD発電機であり、後者の代表的なものがディスク型MHD発電機である[1, 17]。ファラデー型とディスク型の発電機の概略図をそれぞれ図1-4と図1-5に示す。

ファラデー型発電機では、連続電極を用いた場合には流れ方向に生じるホール起電力が電極壁を通して短絡電流となり、これが損失となる。したがって、これを避けるため電極は流れ方向に細かく分割されており、それぞれ独立の多数の負荷回路（実用的にはインバータを介して交流に変換された後ひとつになる）に導かれる。それに対してディスク型発電機では、電極および負荷回路はそれぞれ一組ですむという利点がある[18]。またファラデー型発電機では、電極の上流端（アノード側）または下流端（カソード側）に電流がアークスポットの形で定在するため、電極が損傷しやすいという大きな問題がある。しかし、ディスク型発電機ではファラデー型と異なり、出力電流（ホール電流）と磁場によって生ずるローレンツ力が円周方向に作用し、たとえ電極上にアークスポットが形成されても円周方向に移動し定在しない。このためディスク型発電機では、電極は損傷されにくく長寿命が期待される[19]。

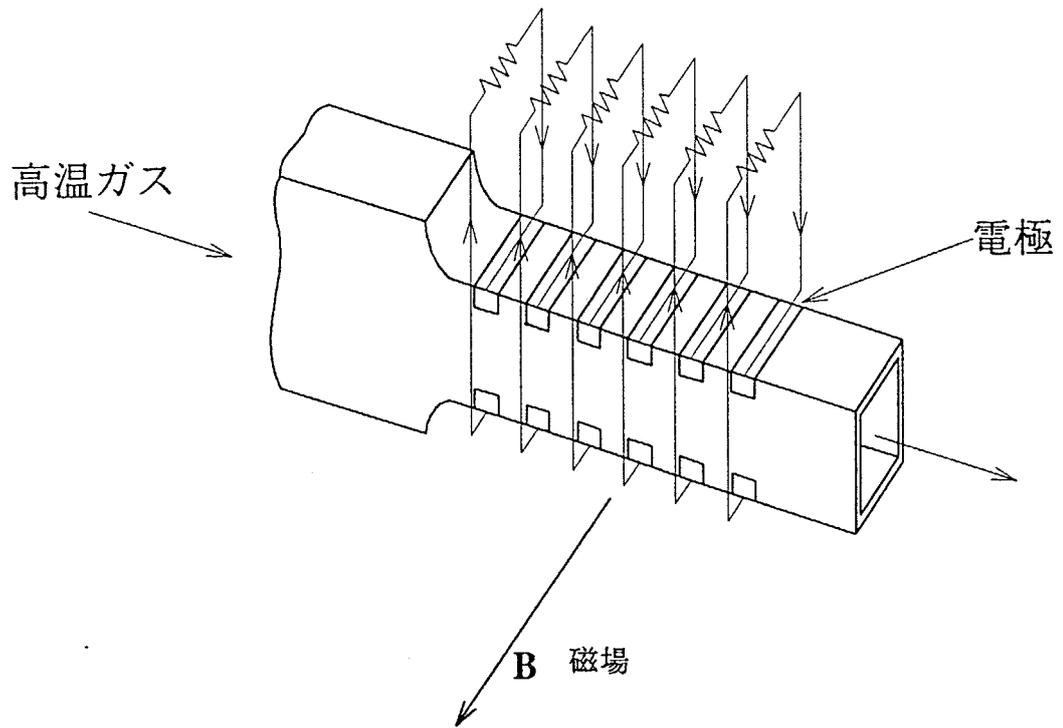


図1-4 ファラデー型MHD発電機の概略図

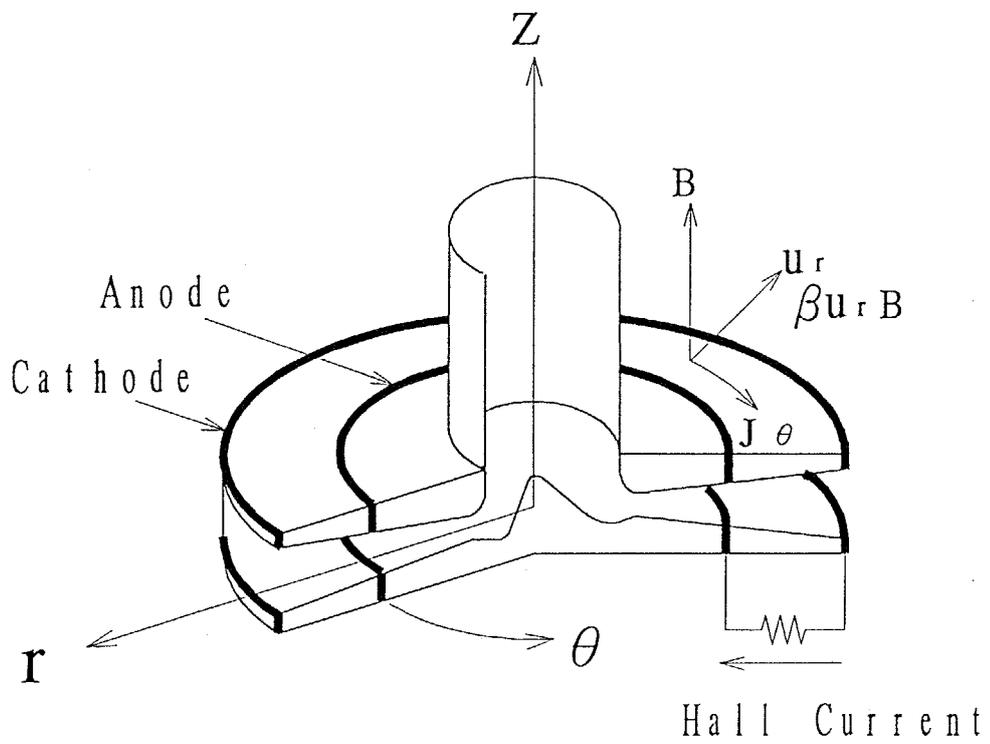


図1-5 ディスク型MHD発電機の概略図

ディスク型発電機にはこのような長所があるが、基本的にホール効果を利用して発電するため、断熱効率がプラズマのホール係数に強く依存する。オープンサイクルでは、燃焼ガスの分子の電子に対する衝突断面積が大きいいため非常に高い磁場を用いない限り十分に高いホール係数が得られず、ディスク型発電機はあまり適していないといえる。これに対してクローズドサイクルでは、電子に対する衝突断面積の小さい希ガスを用いるため高いホール係数を得やすい。さらに非平衡プラズマの得られやすい条件（電子温度の高い条件）は、ホール係数の高い条件でもある（低圧力、強磁場）。したがってディスク型発電機はクローズドサイクルに適しているといえる。オープンサイクルでも低圧力の場合、例えば宇宙用や排出側に十分な冷却器をつけた水素-酸素燃焼などではディスク型発電機は有望であると思われる。

しかしながら、非一様なプラズマでは実効的なホール係数は著しく低下してしまう。特に非平衡プラズマでは電離不安定性によってプラズマは非一様になりやすく、非平衡プラズマを利用することが特徴であるクローズドサイクルにディスク型発電機を用いる場合、この非一様性の発生は深刻な問題といえる。このためクローズドサイクルのディスク型MHD発電機の研究においては、電離不安定性を抑え一様でホール係数の高いプラズマを得ることが最も重要な課題と考えられる。

1. 3 これまでの研究

クローズドサイクルのディスク型MHD発電機の研究は、理論的な研究や基礎的な実験を含めると多くの国、機関でなされてきたが、特に実用化を目的とした高い発電性能を目指した実験的研究は、アメリカのAVCOとMIT（マサチューセッツ工科大学）、オランダのEUT（アイントホーヘン工科大学）、日本の東京工業大学においてなされており、以下にその概略を述べる。

AVCOでは、非常に大型の衝撃波管装置を用いてディスク型発電機のスケール則を実験的に研究した。また衝撃波管装置で断熱効率が初めて測定されている数少ない実験のひとつが行われている。その実験では発電機を大きくした結果、エンタルピー抽出率が15.4%、断熱効率が40%という高い発電性能が達成されている[20]。しかしながらこの実験は、発電機の入口における作動気体の全温度が4000[K]と非常に高い条件で行われており、実用的な発電システムにおいて化石燃料等によってつくられる温度をはるかに越えている点が問題であ

る。さらに発電機を大きくする際にすべての寸法を同じ倍率で大きくしており（スケール則を調べる目的としては当然だが）、発電流路の長さが長くなった割合だけ作動流体にかかるブレーキ力を弱める必要から、磁場の強さを下げる結果となってしまい、性能を向上させる点であまり効果的でない結果になっている。

MITにおいては、ディスク型発電機の入口にスワール（旋回流）を導入するためのベーンを設けることによって発電性能の向上を目指した[21]。発電流路内で作動流体に旋回流を与えた場合、比較的低いホール係数においても発電性能、特に断熱効率が高くできることが理論的に示されている[22]。また実験において、小型の発電機にも関わらず、エンタルピー抽出率において15.5%という高い発電性能が得られている[23]。しかしながら、この実験においても、入口における作動気体の全温度は3075 [K]とかなり高く、非実用的な条件での実験となっている。また断熱効率が測定されておらず、断熱効率の向上というスワール導入の本来の目的があつたにもかかわらず、その効果があつたのかどうか不明である。この実験では高いエンタルピー抽出率が観測されたが、その原因として入口にベーンを設けたために超音速ノズルのスロートにおける流路断面積が狭まり、スロート断面積に対する出口の流路断面積の比が大きくなったためとも考えられる。さらに、超音速ノズル内のベーンを過ぎたところで流体に急激なブレーキがかかっており、強い衝撃波の発生が観測されている。このように、入口にスワール導入用のベーンを設けたことが、発電機の断面積比を大きくし、その結果高いエンタルピー率を与えたと推測されるが、この実験はベーンの設置が逆に流体的には強い衝撃波を発生させる可能性があることを示した実験ともいえる。

EUTでは、MITと同様にディスク型発電機の入口にスワールを導入した実験が行われた。この実験では、入口における作動気体の全温度は、1990 [K]という化石燃料等によって得られる実用的な温度条件となっており、エンタルピー抽出率も17.4%という高い値が得られた[24]。しかしながら、MITと同様に断熱効率は測定されておらず、発電機のスロートに対する出口の断面積比が大きいことから、断熱効率は30%以下の低い値ではなかったかと推定される。

東工大では、AVCOやMIT、EUTと同様に衝撃波管を用いた発電の持続時間が数ミリ秒程度の実験を行うと同時に、ブローダウン装置「FUJI-1」を用いて発電時間が1分程度のより実用に近い実験を行ってきた[25, 26]。衝撃波管装置を用いた実験では、最初に作動気体にアルゴンを用いて（AVCOやM

MIT、EUTもアルゴンによる実験である) シード完全電離によって電離不安定性が原理的に抑制できること[10, 27]、また相互作用があまり強くない条件下(エンタルピー抽出率5%以下)で、一様な高いホール係数の非平衡プラズマが実現することを確認した[28, 29]。しかし、その後高エンタルピーを目的とした実験は衝撃波管装置からブローダウン装置へと受け継がれ、衝撃波管装置ではヘリウムを作動気体とする高エンタルピー抽出を目指した実験へ移行した[30, 31]。

ヘリウムを作動気体に用いた場合、アルゴンに比べてシード完全電離の領域が電子温度上で広く、一様なプラズマを得やすいと考えられる。またヘリウムは音速が高く、超音速の場合より速い流速を得やすく高い起電力が期待できる。しかしながら、ヘリウムの電子に対する衝突断面積は大きいため高い電気伝導度が得にくく、電流密度を高くすることが難しい。このため出力特性は電圧型となり電流による損傷という観点からの電極等の負担は軽くなる。ヘリウムを作動気体とした実験では、発電機のスロートに対する出口の流路断面積比を大きくすることによって発電性能の向上が計られた。この結果23.4%という高いエンタルピー抽出率が達成された[32, 33]。またさらに、MITやEUTと同様に発電機入口にスワールを導入するためのベーンを設けることによって発電性能の向上を試みた結果、エンタルピー抽出率32.7%が達成された[34, 35, 36]。これらの実験は、発電機入口における作動気体の全温度が1800 [K]から2400 [K]という実用的な温度範囲で行われておりエンタルピー抽出率に関しては目標は達成されたといつてよい。断熱効率の測定については、本研究で成功したピトー管による手法を採用して、最近では発電機出口での全圧測定が可能となり、断熱効率の測定も可能となっている。

一方、ブローダウン装置「FUJI-1」においてはアルゴンを作動気体とした実験が行われ[37, 38]、スロートに対する出口の断面積比を大きくすることによって発電性能の向上が計られた[39, 40]。その結果、エンタルピー抽出率15.2%、断熱効率22.5%が達成されている[41, 42]。このように発電性能が低くとどまった原因としては、発電流路上流に強い衝撃波的な静圧上昇が存在し、流れが流路全域で超音速を維持できないこと[43, 44]、さらにプラズマが非一様になっていることなどが考えられる。またヘリウムを作動気体とした実験や[45, 46]、入口にスワールベーン設けた発電機による実験が行われ、発電性能の向上を目指した。しかし、これらの実験では発電流路上流でプラズマが十分電離せず、発電性能は著しく低かった。「FUJI-1」装置では蓄熱型の熱交換

器を用いており、衝撃波管装置に比べて作動気体中の不純物量が非常に多く、また温度も若干低い[47]。このため、ヘリウムのようにアルゴンに比べて電離しにくい（電子に対する衝突断面積が大きい）作動気体を用いた場合、さらにベーンを設けた場合には、超音速ノズル内での電離が十分行われず、その結果発電流路内での電離も低くとどまったものと考えられる。

1. 4 本研究の目的

以上のように、衝撃波管装置によるヘリウムを用いた実験では、発電機入口にスワールを導入することでディスク型発電機の高性能化を達成してきた。また、第1世代のクローズドサイクルMHD発電で用いられることが期待されているアルゴンについては、より実用に近いブローダウン装置「FUJI-1」による実験で、エンタルピー抽出率の大幅な向上に成功してきた。しかし、実用化に必要な30%以上のエンタルピー抽出は達成されていなく、また断熱効率も低く留まっている。そこで、ブローダウン装置と比較して容易に実験が行える衝撃波管装置を用いて、アルゴンを作動気体とした実験を再び行い、種々の条件下でのディスク型発電機の電気的特性と流体特性、さらに非平衡プラズマの特性を理解することが重要となってきた。

これまで、MHD相互作用の比較的弱い（比較的低いエンタルピー抽出率）の条件下においては、衝撃波管装置の実験でシード完全電離によって一様な非平衡プラズマが得られることが明らかにされている。しかし、高エンタルピー抽出を目的とした「FUJI-1」装置による実験では、電子温度の測定が困難であり、シード完全電離を確認するに至っていない。また、放電は一様化しつつあるが非一様性もかなり残っている。非一様なプラズマでは実効的なホール係数が低くなり、ホール効果を利用して発電するディスク型発電機では、特に入口スワール無しの場合には、発電性能（特に断熱効率）が著しく低下してしまう。このため、MHD相互作用の強い（エンタルピー抽出率の高い）条件下においても、シード完全電離によって一様な非平衡プラズマが得られることを確認することは、入口スワール無しのディスク型発電機で高性能化を目指す場合には、特に重要である。

さらに、高いエンタルピー抽出率が得られるようになると、発電流路入口付近で作動流体が急激な強いブレーキ力を受けて、流れ方向の衝撃波的な静圧上昇が発生し、流れが亜音速に遷移し発電性能を低下させてしまうという問題が生じている。また、衝撃波管装置における断熱効率の測定は、AVCOの実験以外では行

われていない。断熱効率は、発電機内のプラズマのジュール加熱や壁面摩擦、衝撃波などによって低下しやすく、またコンバインドサイクル全体の熱効率と密接に関係し、高い熱効率を達成するにはかなり高い断熱効率が必要である。このため、断熱効率を実験で測定することは非常に重要である。

さらに、これらの目的を達成した上で、負荷抵抗やシード率といった発電機の運転条件に対する非平衡プラズマの挙動や流体特性の変化を明らかにし、それらの発電性能への影響を調べるのが重要であると考えられる。これまでの衝撃波管装置による高いエンタルピー抽出率を目指した実験では、プラズマの挙動や流体特性に対する測定はかなり不十分であり、上に挙げたような問題を明らかにできていない。

そこで、本研究の目的をまとめると以下のようなになる。

- (1) 衝撃波管装置を用いてアルゴンを作動気体とした入口スワール無しのディスク型発電機の実験を行い、
 - 1) 強いMHD相互作用下（高いエンタルピー抽出の条件下）において、シード完全電離による一様な非平衡プラズマが得られるかどうかを調べる。
 - 2) 同時に、発電流路全域で衝撃波の発生なしに、流れを超音速に維持できるかどうかを調べる。
 - 3) 高いエンタルピー抽出率を達成するとともに、断熱効率を測定してその値を明らかにする。
 - 4) さらに、この条件下で負荷抵抗やシード率などの発電機の運転条件に対する発電機内の非平衡プラズマの挙動や流体特性の変化、およびそれらの発電性能への影響を実験的に明らかにする。
- (2) また、ディスク型発電機の断熱効率とエンタルピー抽出率の関係、さらに負荷率やホール係数が、断熱効率とシード完全電離に与える影響などを、簡単な基礎式を用いて考察する。

1. 5 本論文の構成

以上のように、第1章「序論」では、高効率発電としてのクローズドサイクルMHD発電の意味と、これまでのディスク型MHD発電機の高性能化を目指し

た研究について述べ、それらをもとに本研究の目的を明らかにした。

第2章、「衝撃波管駆動実験装置および計測系」では、本研究のために新設した衝撃波管駆動のMHD発電実験装置と計測系について説明する。また、衝撃波管駆動実験装置の動作試験と非発電時の発電機内の流体特性を調べた結果について述べる。

第3章「発電特性と流体および非平衡プラズマの特性」では、本論文の主題である、強いMHD相互作用下（高いエンタルピー抽出の条件下）でのディスク型MHD発電機の電気的特性と流体特性についての実験結果を述べると共に、シード完全電離による一様な非平衡プラズマが実現したかどうか、さらに断熱効率についての実験結果について述べる。

第4章「断熱効率とエンタルピー抽出率に対する考察」では、簡略化された基礎式から、発電機の断面積比をパラメータにしてエンタルピー抽出率と断熱効率の関係式を求めるとともに、断熱効率とシード完全電離との関係を明らかにし、発電機設計のための指針を与える。

第5章「結論」においては、本研究において明らかにされたこと、および今後の課題について述べる。

2 衝撃波管駆動実験装置 および計測系

クローズドサイクルMHD発電の実験的研究は、蓄熱型の熱交換器を用いて天然ガス燃焼を行い、その熱により希ガスを加熱するブローダウン装置と衝撃波管駆動の装置を用いる二つの方法がある。本研究では、実験時間は数ミリ秒と短いと比較的に高温高压が得られる衝撃波管装置を使用した。衝撃波管装置では、ブローダウン装置にみられる燃焼による不純物混入などの影響がなく、真空気密に注意を払えば純度の高い高温の作動気体を得ることができる。また、実験時間が短いため、流体やプラズマ計測に使用される機器の耐熱性の条件が緩和される。以下に、衝撃波管駆動装置、各種計測系、実験条件および動作試験の結果について述べる。

2. 1 衝撃波管駆動実験装置

本実験では、熱入力の大きな実験を行うため大型の衝撃波管装置を用いた。実験装置の概略図を図2-1に、また実験装置の写真を図2-2に示す。本装置は、衝撃波管装置、ディスク型MHD発電機、これらを実験前に排気し真空にするための真空排気系、シード物質である微量のセシウムを作動気体に加えるシード注入装置、発電機に磁場を印加するための空心磁場コイルと電源、及びこれらの機器を調節するための制御盤からなる。以下、順に説明する。

2. 1. 1 衝撃波管装置

衝撃波管は内径254 [mm]、全長12 [m]のステンレス製であり、高压部は4 [m]、低压部は8 [m]である。高压部と低压部を仕切る膜は純アルミニウム製の円盤で、本実験では、厚さ1.2 [mm]の膜に溝をつけて使用した。

破膜は、高压部と低压部に圧力を張った後、破膜装置によって膜の中心部分を撃針することによって行った。破膜開始のタイミングは、衝撃波管による高温気体の生成と空心磁場コイルが作るパルス磁場の立ち上がりが同期するように調節した。実際はそれぞれの立ち上がり時間がほぼ等しかったので(約50 [ms])、同時にトリガー信号を送り、発電実験は磁場の最大時から+1 [ms] ~ +11 [ms]の範囲で行われた。

破膜装置は、空圧駆動方式を用いた。ピストン背後を高压部と同圧になるよう

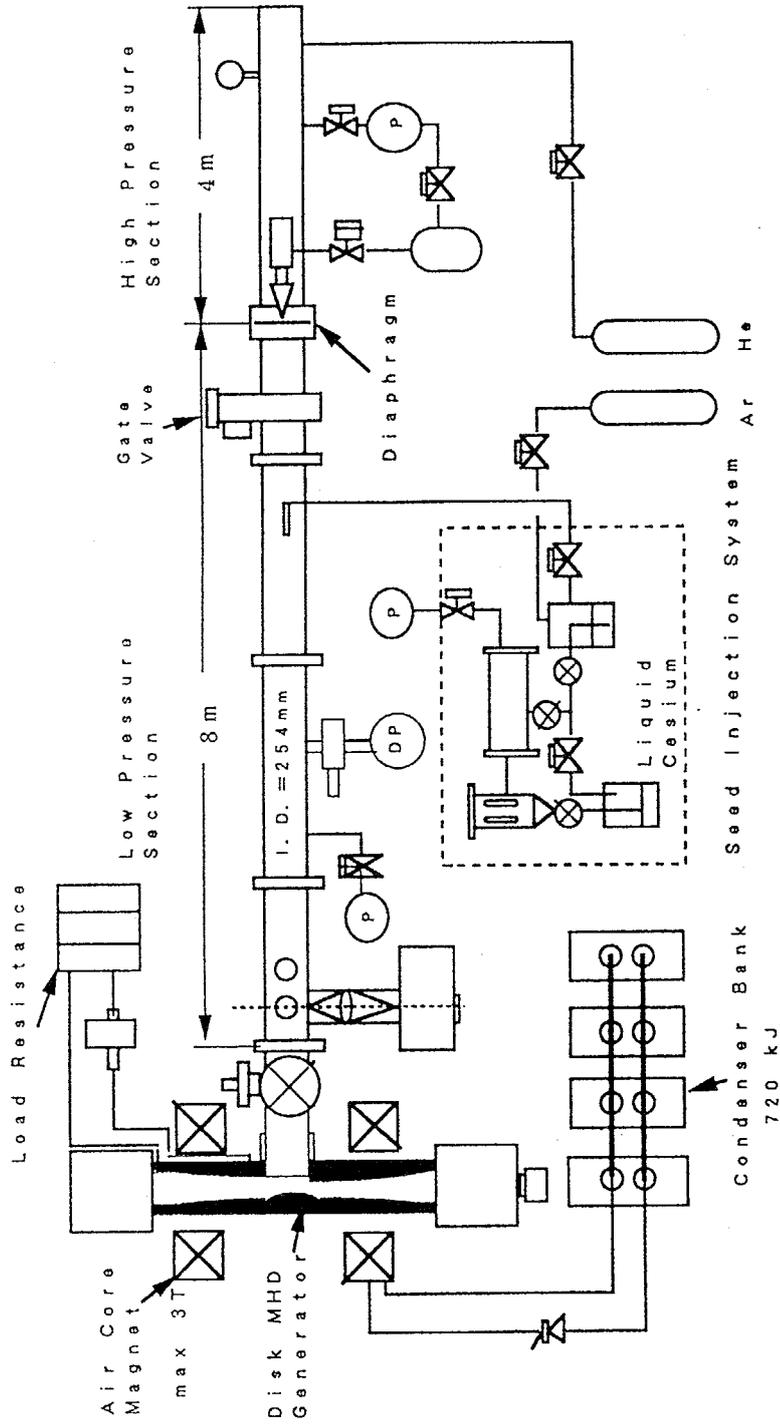


图 2-1 衝擊波管實驗裝置概略

に開放し、シリンダー内を電磁弁を介して破膜装置用の真空タンクと接続してある。最初、シリンダー内を高圧部と同圧にしておき電磁弁を開くことによりシリンダー内を瞬時に真空にし、ピストン背後の圧力によって針を打ち込んでいる。

破膜により生じた衝撃波によって低圧部の被駆動気体は加熱され、高温の作動気体になる。衝撃波管の低圧部側末端は内径100 [mm]のF. R. P.製の導入管につながっている。これにより高温の作動気体は発電機へと導かれる。

2. 1. 2 ディスク型MHD発電機

本実験で使用したディスク型MHD発電機の概略と諸元を図2-3と表2-1にそれぞれ示した。なお諸元に示された数値は真空時の流路高さの変形量の測定値によって補正されたものである。発電機は、超音速ノズル、発電流路、ディフューザで構成されている。

発電流路はアクリル製で、電気出力を取り出すための銅製のリング状電極が3対（内側からそれぞれアノード（A）、第1カソード（C1）、第2カソード（C2））壁面に設けてある。本実験ではアノードを衝撃波管本体と共に接地（アース）し、電気出力はアノードと第2カソードの間で取り出した。電極は、パルス磁場の立ち上げ時の誘導電流による損傷を防ぐため、周方向に2分割されており、間をアクリル製のスペーサーによって絶縁した。

流路壁面には、電位測定用プローブ、静圧測定孔、分光測定用窓、写真観測用窓が設けてある。また流路壁には、下記のダンプタンクに接続するためのフランジ位置に、ピトー管が取り付けられるようになっており、このピトー管を用いて発電流路出口における全圧とマッハ数を測定した。これらの測定ポートによって流路内の電位分布、静圧分布、プラズマの発光スペクトル、放電の空間構造、発電機出口全圧及びマッハ数の測定が可能である。

また、発電機の下流には背圧の上昇が流体特性に影響を与えないように容積約0.6 [m³]のドーナツ状のダンプタンクが設けてある。

2. 1. 3 真空排気系

衝撃波管および発電機は、発電実験前に真空に排気した。衝撃波管高圧部の排気には、排気速度507 [l/min]のロータリーポンプが、また衝撃波管低圧部および発電機の真空排気には、排気速度507 [l/min]のロータリーポンプと排気速度490 [l/sec]の拡散ポンプが使用された。特に、低圧



図 2 - 2 衝撃波管実験装置 (写真)

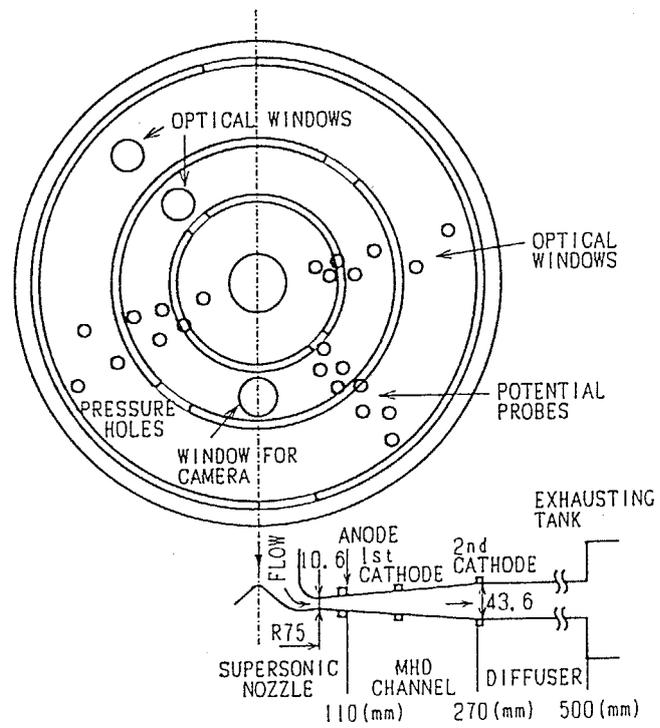


図 2 - 3 ディスク型MHD発電機概略

部および発電機の真空度は、衝撃波管で作られる高温の作動気体中の不純物が、非平衡プラズマの電子温度に直接影響するため重要である。本実験では、発電実験直前にポンプによる排気を停止しても、停止から破膜までの間のリーク量は非常に少なく、リークによる不純物量は10 [PPM] (リーク量 1×10^{-4} [Torr/min]) 以下であり、純度の極めて高い作動気体が得られている。

2. 1. 4 シード注入装置

シード注入装置の概略を図2-4に示す。装置は、カプセルを割ってセシウムを取り出すための抽出タンク、取り出したセシウムをためておく貯蔵タンク、一定量のセシウムを取り出し蒸発器に送り出す輸送管、これらの内部の圧力を調整するための制御タンク、セシウムを気化し作動気体に加えるための蒸発器からなる。以上の要素機器の中で、蒸発器以外の部分は、内部のセシウムを溶けた状態で扱うため恒温槽の中に入れておられ、約60 [°C] に保たれるようになっている。また蒸発器は、セシウムを気化させるために最高300 [°C] 程度まで昇温でき、一定温度を保てるようになっている。

シード注入は、シード蒸発器内にセシウムをあらかじめ入れておき、そこへアルゴンを通すことによって気化したセシウムを含んだ作動気体を得て、それを衝撃波管低圧部内に設置したノズルから吹き込むという方法で行った。シード率の調整は、アルゴンの流量を一定に保ちながら、蒸発器の温度を調節することによって行った。実際、短期間内(数日程度)であれば同じ条件でほぼ一定のシード率(1~2割以内の変化)が得られ、また蒸発器の温度を20 [°C] 上げることによって、シード率をほぼ倍にすることができた。

2. 1. 5 空心磁場コイル

発電機へのパルス磁場の印加は、空心の一对のヘルムホルツコイルを用いて行った。磁場コイルの写真を図2-5に示す。電源には、720 [kJ]、11 [kV]、12 [mF] のコンデンサーバンクを用い、サイリスタスイッチを投入することによってマグネットの励磁が開始される。実際に得られたコイルに流れる電流の波形を図2-6に示す。磁場の立ち上がり時間は約50 [ms] であり、発電が行われる実験時間6 [ms] の間、一定とみなせる。磁場が最大時の磁場分布を計算によって求めたものを図2-7に示す。本磁場コイルで発生できる最大中心磁場は、3.0 [T] である。

表 2 - 1 ディスク型MHD発電機諸元

<u>超音速ノズル</u>		
スロート半径	75	mm
スロート高さ	10.6	mm
長さ	110	mm
出口マッハ数 (磁場印加無し)	2.58	
<u>発電流路</u>		
入口半径	110	mm
入口高さ	16.7	mm
アノード位置	100~110	mm
出口半径	277	mm
出口高さ	43.6	mm
第2カソード位置	270~277	mm
アノード・第2カソード間長さ	160	mm
断面積比 (出口/入口)	6.57	
<u>ディフューザ</u>		
入口半径	300	mm
入口高さ	45	mm
出口半径	500	mm
出口高さ	45	mm
長さ	200	mm

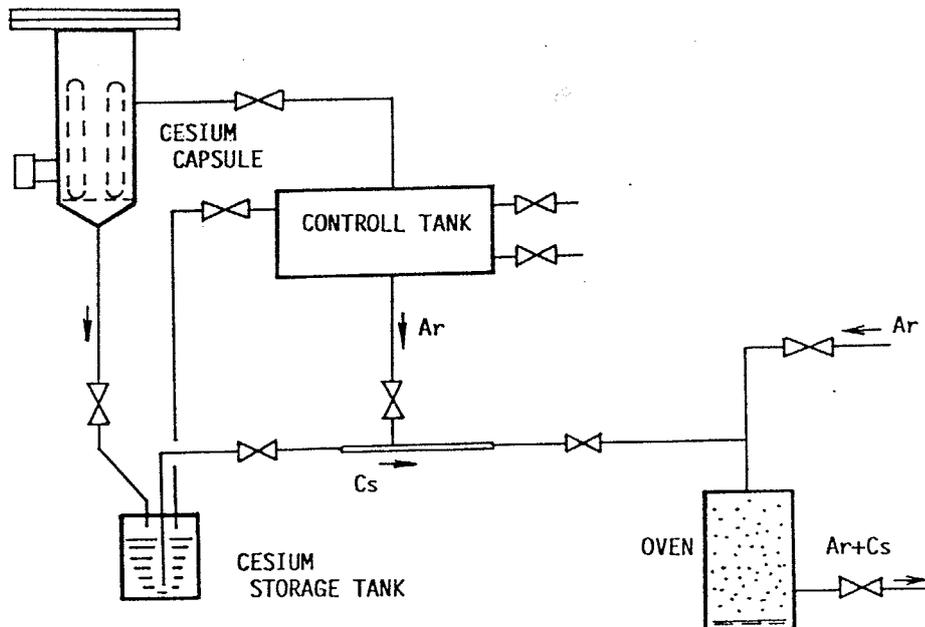


図 2 - 4 シード注入装置概略

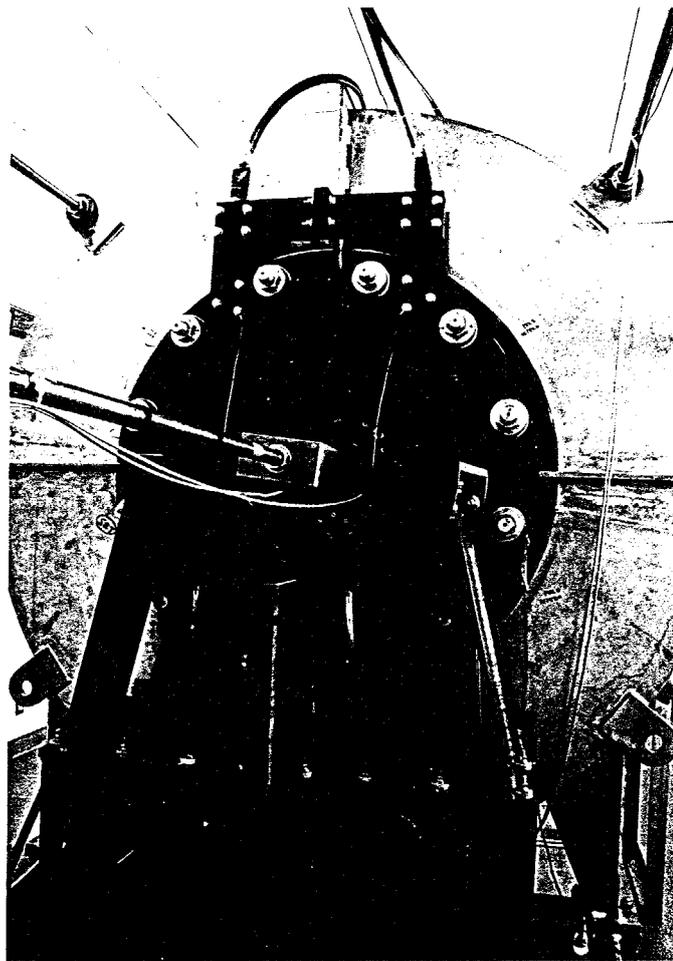


図 2 - 5 空心磁場コイル (写真)

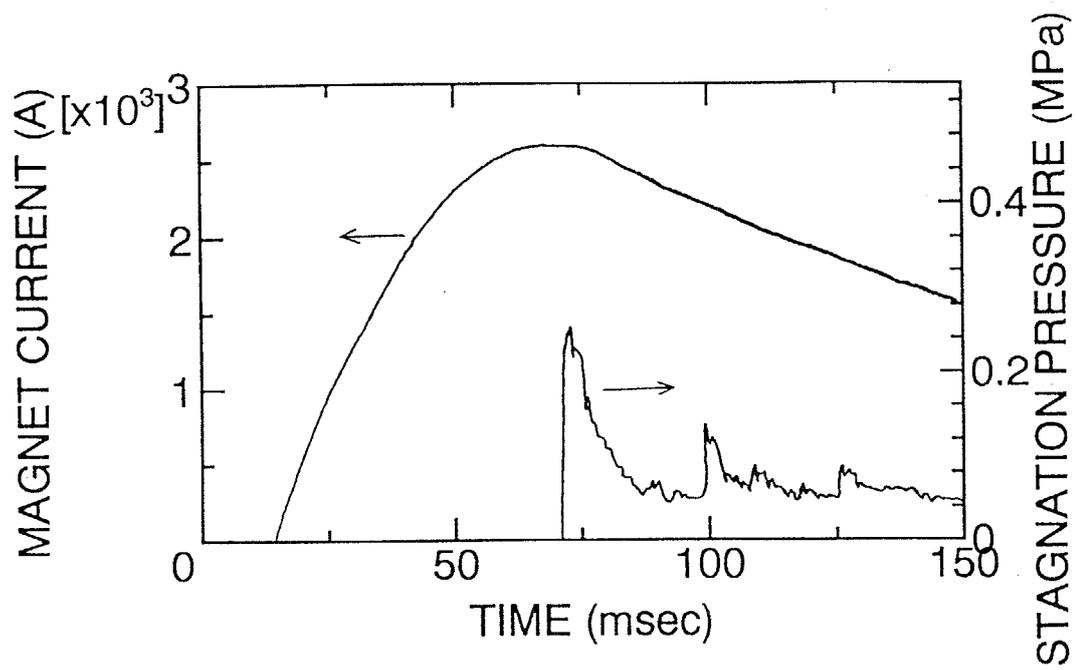


図 2 - 6 空心磁場コイルの電流波形

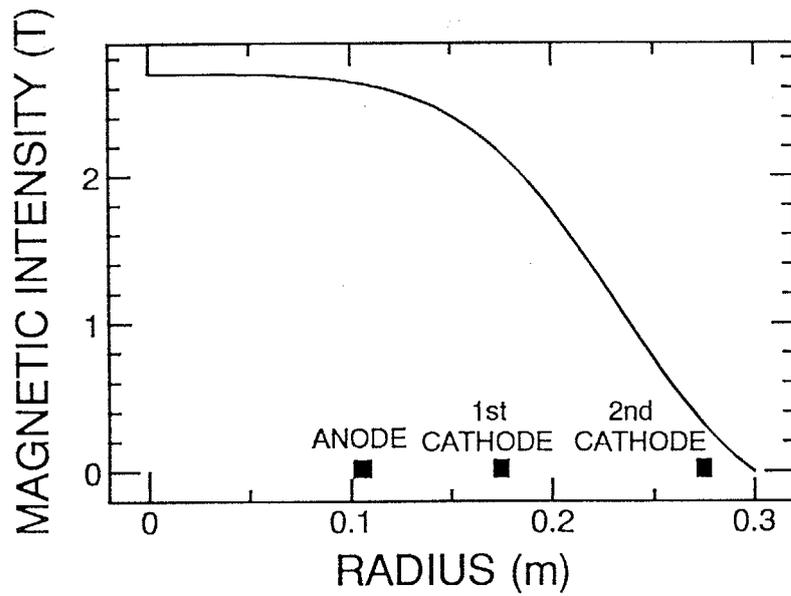


図 2 - 7 空心磁場コイルのつくる磁場分布

2. 1. 6 制御盤

以上に述べた機器を集中的に調節するための制御盤の写真を図2-8に示す。制御盤によって、真空度の監視、バルブの遠隔操作、シード注入装置の温度制御、衝撃波管低圧部と高圧部の加圧、パルス磁場と破膜の同期、等を行うことができる。

2. 2 計測系

本実験の計測としては、衝撃波管に関して、衝撃波管壁面における圧力測定と偏光ラインリバーサル法による作動気体のシード率と気体温度の測定が行われた。

発電機に関しては、電氣的諸量の測定として、発電機の出力電圧、出力電流、及び発電機内の電位分布の測定が、また流體的諸量の測定として、発電機内の静圧分布、発電機入口と出口における全圧、及び発電機出口におけるマッハ数の測定が、さらにプラズマの諸量の測定として、発光強度の時間変動とマルチチャンネル分光器による電子温度の測定、及び高速度カメラによる放電構造の写真観測が行われた。以下、これらの計測系について順に説明する。

2. 2. 1 衝撃波管における圧力測定

衝撃波管低圧部側末端から150 [mm]、500 [mm]、1500 [mm]の3ヶ所の壁面において圧力測定を行った。測定には半導体圧力変換器（豊田工機、PMS-5）を用いた。これらの圧力波形の立ち上がりの時間差より入射衝撃波のマッハ数を求め、衝撃波管で作られた高温の作動気体の温度及び圧力測定の妥当性を検討するために用いた。

2. 2. 2 偏光ラインリバーサル

衝撃波管によってつくられる高温の作動気体の温度（発電機入口気体温度）とシード率を測定するために、偏光ラインリバーサル法[48]を用いた。測定は衝撃波管低圧部側末端から150 [mm]の位置に取り付けた一対の窓を通して行った。

光学系を図2-9に示す。光源はハロゲンランプ（OSRAM、12 [V] 50 [W]）をNBSタングステンリボン標準電球を用いて校正し、2次標準として用いた。測定波長は、共鳴線の中心波長付近でおこると予想される自己吸収

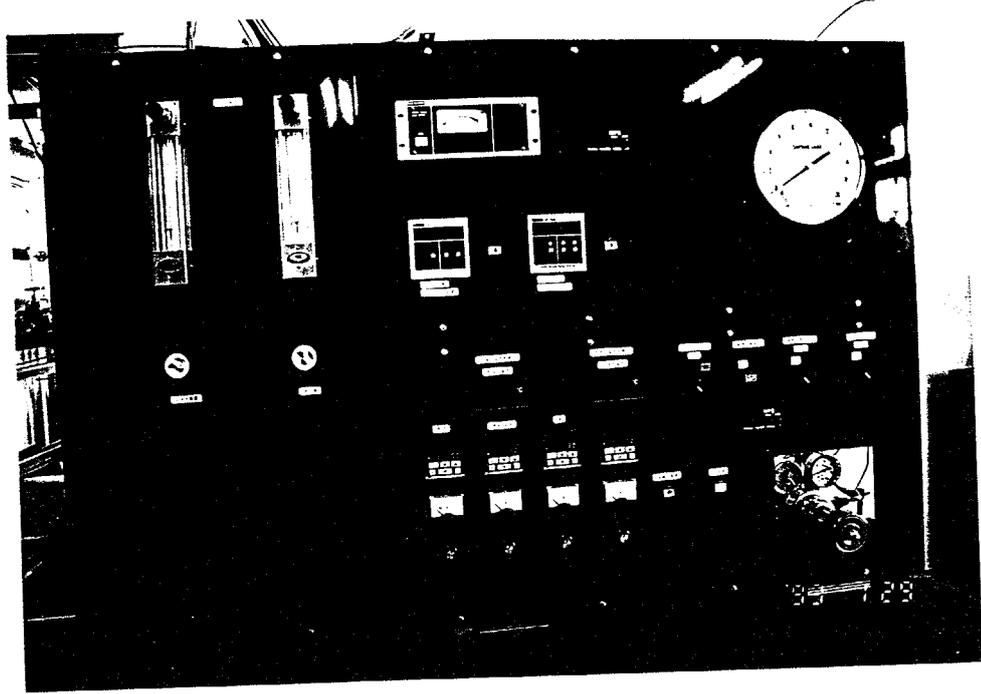


図 2 - 8 衝撃波管実験装置の制御盤

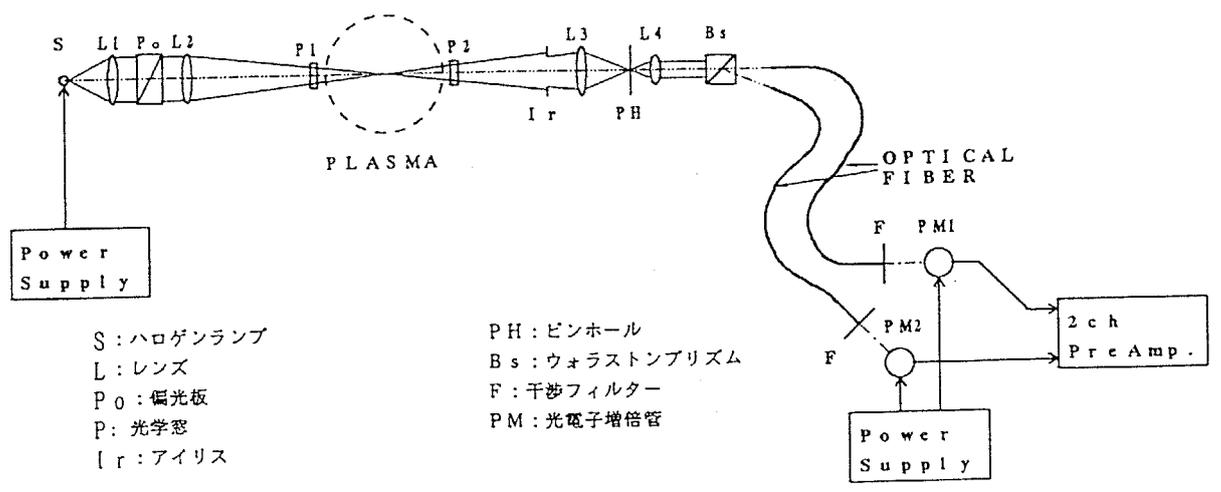


図 2 - 9 偏光ラインリバーサル光学系

の影響を避けるために、セシウム原子の第1共鳴線（中心波長852.1 [nm]）のblue-wingにあたる840 [nm]付近に設定された。測定波長の光を取り出すために中心波長840 [nm]、半値幅6 [nm]の干渉フィルターを用いた。検出器は光電子増倍管を用いた。シード率を求めるために用いたAr-Cs系の換算吸収係数は文献[49]によった。

測定原理は以下のものである。すなわち、被測定気体に入射する光を偏光とし検出器側で入射光と同じ偏光成分と異なるものに分けて検出する。これによって、光を入射したときとしないときの被測定気体からの光を同時に測定できる。それぞれの光の強度は、輻射輸送方程式の解として、

$$I_T = I_s e^{-k(\nu)l} + B(\nu, T)(1 - e^{-k(\nu)l}) \quad (2-1)$$

$$I_P = B(\nu, T)(1 - e^{-k(\nu)l}) \quad (2-2)$$

$$I_s = B(\nu, T_s) \quad (2-3)$$

ここで、 I_T : 光を入射したときの被測定気体からの光の強度、 I_P : 光を入射しないときの被測定気体からの光の強度、 I_s : 入射光の強度、 $k(\nu)$: 被測定気体の吸収係数、 l : 被測定気体中の光路長、 $B(\nu, T)$: プランクの黒体放射強度の式、 ν : 光の振動数、 T : 被測定気体の温度、 T_s : 入射光の輝度温度

ここで、被測定気体が存在しないとき $I_T = I_s$ として I_s が測定される。

式2-1~2-3より、

$$\frac{B(\nu, T_s)}{B(\nu, T)} = 1 + \frac{I_s - I_T}{I_P} \quad (2-4)$$

本実験の測定条件では、 $\frac{h\nu}{kT} \gg 1$ より $B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ として

式2-4より、

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_s} + \frac{k}{h\nu} \ln \left(1 + \frac{I_s - I_T}{I_P} \right) \quad (2-5)$$

ここで、 h : プランク定数、 k : ボルツマン定数

この式より被測定気体の温度 T を求めることができる。

また式2-1、2-2より、

$$k(\nu) = -\frac{1}{l} \ln \left(\frac{I_T - I_P}{I_s} \right) \quad (2-6)$$

この式より被測定気体の吸収係数 $k(\nu)$ を求めることができる。さらに本実験の測定条件では、

$$\frac{k(\nu)}{n_{Ar} n_{Cs}} = \xi(\nu) \quad (2-7)$$

ここで、 n_{Ar} : アルゴン原子の数密度、 n_{Cs} : セシウム原子の数密度、 $\xi(\nu)$: Ar-Cs系の換算吸収係数

よってこの式と状態方程式、シード率の定義より、

$$\varepsilon = \frac{k(\nu)}{\xi(\nu)} \left(\frac{kT}{p} \right)^2 \quad (2-8)$$

ここで ε : シード率、 p : 被測定気体の圧力

この式より、測定された被測定気体の吸収係数と温度、圧力 (2. 2. 1の測定による) よりシード率 ε を求めることができる。

2. 2. 3 電気測定

発電機内の電位分布及び発電機の実出力電圧を測定するため、発電流路壁面に設けられたプローブ (直径 1. 5 [mm]、壁面からの長さ約 5 [mm] のステンレス製の針) 及び電極からの電圧信号を高圧分圧器 (岩崎通信機、D-401) を用いて分圧し測定した。分圧は接地されているアノードを基準に行い、アイソレーションアンプを使用せずに測定を行った。

発電機の実出力電流を測定するため、発電機の実出力を取り出すケーブルの途中に LEMモジュール (レム、LA1500-T) を接続し、測定を行った。

2. 2. 4 発電機内の流体測定

発電機内の流体の挙動を調べるため、発電機入口および出口での全圧、出口でのマッハ数、流れ方向の静圧分布の測定を行った。出口全圧とマッハ数の測定には、先端位置を半径位置 279 [mm] に設置したピトー管を用いた。さらに、流れ方向の静圧分布の測定は、壁面の 4ヶ所に設けられた壁面静圧孔 (直径 3 [mm]) により行った。これらの圧力測定には、磁場印加の条件下でも十分な精度が保てるキスラー社製ピエゾレジスティブ絶対圧力変換器 (4043A、4045A) を用いた。変換器及びアンプの実出力信号が流路内の電位の影響を受けないように、アンプの電源に絶縁トランスを入れ、アンプの実出力信号をアイソレーションアンプを通して測定した。

2. 2. 5 分光測定・写真観測

発電機内のプラズマの挙動を明らかにするため、光電子増倍管を用いたセシウムの線スペクトル及び再結合放射光の時間変動の測定、マルチチャンネル分光器を用いた電子温度の測定、さらに高速度カメラによる放電の写真観測が行われた。

光電子増倍管による発光強度の変動の測定

発電機内のプラズマの電子温度と電子密度の変動を調べるために、セシウム原子の線スペクトル（中心波長 894.3 [nm]、 $6P_{1/2} - 6S_{1/2}$ ）、及びセシウムイオンと電子の再結合放射の連続スペクトル（測定波長 491 [nm]、 $Free - 6P \cdot 5D$ ）の発光強度の時間変動を光電子増倍管を用いて測定した。測定波長の光を取り出すために線スペクトルについては干渉フィルター（中心波長 893 [nm]、半値幅 15 [nm]）を、再結合放射の連続スペクトルについては分光器をそれぞれ用いた。測定はアノード・第1カソード間にある分光測定用窓を通して行った。

それぞれの発光強度はプラズマ中の粒子の密度と電子温度に対して以下のように依存すると考えられる。

$$I_{Cs-Line} \propto n_{Cs} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_e}\right) \quad (2-9)$$

（光学的に薄い場合）

$$I_{Cs-Line} \propto \sqrt{n_{Ar} n_{Cs}} \left[\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_e}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (2-10)$$

（光学的に厚い場合）

$$I_{Cs-Continuum} \propto n_e n_{Cs+} \sum_j Q_{0j} f_j(T_e, \lambda) \quad (2-11)$$

$$f_j(T_e, \lambda) = T_e^{-\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{hc}{kT_e} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{0j}}\right)\right] \quad (2-12)$$

ここで、 $I_{Cs-Line}$: セシウムの線スペクトルの発光強度、
 $I_{Cs-Continuum}$: セシウムの再結合放射光の強度、 n_e : 電子の数密度、 n_{Cs+} : セシウムイオンの数密度、 ν_0 : 線スペクトルの中心振動数、 T_e : 電子温度、 Q_{0j} : 電子の速度が 1 [m/s] のときの j 状態のセシウム原子への放射再結合

の衝突断面積、 f_j : j 状態のセシウム原子になるときの再結合放射光の強度の電子温度に依存する項、 λ : 波長、

λ_{0j} : j 状態のセシウム原子になるときの再結合放射光の限界波長

式 2-9、2-10 よりセシウムの線スペクトルの発光強度は電子温度に強く依存することが予想される。しかし、セシウム原子の密度は電離によって減少するため、発光強度はセシウムの電離度にも依存する。このためセシウムの線スペクトルの発光強度から定量的に電子温度の変動を求めることは難しいが、その強度の変動は電子温度の変動をある程度反映していると考えた。一方、セシウムの再結合放射光の場合、式 2-12 が電子温度にあまり強く依存しない。このため、その強度はシード弱電離領域からシード完全電離領域にかけては電子密度の 2 乗に、シード完全電離領域から希ガス弱電離領域にかけては電子密度に、それぞれ比例すると考えて、その発光強度の変動から電子密度の変動を予想できると考えた。

しかしながら、本実験においては、発光強度の変動の測定は、空間分解能が約 2 [cm]、周波数特性が約 60 [kHz] までであったため、結果として本実験で問題となった 1 [cm] 程度以下の放電の空間構造に対応した変動を測定することができなかった。このため、有用な測定データはかなり大きな空間構造が現れたごく一部の結果に限られた。

マルチチャネル分光器による電子温度の測定

発電機内のプラズマの電子温度の測定には、マルチチャネル分光器（プリンストン・インスツルメンツ、SMA 検出器 D/SIDA-512N/RB）を用いた。セシウムの再結合放射の連続スペクトル（測定波長 370 [nm] ~ 490 [nm]、Free-6P・5D）を測定し、その強度の波長依存性よりプラズマの電子温度を求めた。マルチチャネル分光器の波長-感度特性の較正は NBS タングステンリボン標準電球を用いて行った。測定はアノード・第 1 カソード間にある分光測定用窓を通して行った。この測定は、電気出力がほぼ一定となる立ち上がりから 3 [ms] 後に行った。またゲート幅は 50 [μ s] と設定し、空間的に平均化された（流れ方向に約 5 [cm] の広がりを持つ）プラズマの電子温度が求められるようにした。

電子温度は以下の式によって求められる。すなわち、セシウム原子の電子状態 6P、5D への放射再結合の衝突断面積は電子の速度の 2 乗に反比例すると考え

ると、この再結合放射光について、

$$N(\lambda) = l_{op} n_e n_{cs} + (hc)^2 \frac{1}{\lambda^3} \sqrt{m_e} \left(\frac{1}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \sum_j Q_{0j} \exp \left[-\frac{hc}{k T_e} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{0j}} \right) \right] \quad (2-13)$$

ここで、 $N(\lambda)$: 光の分光放射輝度 (単位波長あたりの光の強度)、 l_{op} : プラズマ中の光路長

波長に依存しない項を A 、 B として、

$$N(\lambda) = \frac{A}{\lambda^3} \exp \left(-\frac{hc}{k T_e} \frac{1}{\lambda} \right) \quad (2-14)$$

$$\ln [N(\lambda) \lambda^3] = -\frac{hc}{k T_e} \frac{1}{\lambda} + B \quad (2-15)$$

よって式 2-15 を用いて、 $1/\lambda$ に対して $\ln [N(\lambda) \lambda^3]$ をプロットした直線の傾きから電子温度が求められる。

高速度カメラによる放電構造の写真観測

発電機内のプラズマの空間的一様性について調べるため、高速度カメラ (ナック、E-10) による写真観測をアノード・第1カソード間の発電流路壁面に設けた光学窓を通して行った。高速度カメラの露光時間は $7 \sim 24$ [μs] とした。発電機内の流速は 1000 [m/s] 前後と考えられるので、露光時間内のプラズマの移動は $7 \sim 24$ [mm] と予想され、この程度までの空間的一様性を調べることができた。

2. 2. 6 データ収集系

SMA、高速度カメラ以外の測定データは一度ウェーブメモリー (エレクトロニカ、ELK-7000、ELK-3000) に記録しその後パーソナルコンピュータ (NEC、PC9801) に転送し解析された。

2. 3 実験条件と動作試験および非発電時における発電機内の流体特性

実験条件

実験条件を表 2-2 に示す。作動気体はアルゴンにセシウムをシードしたものをを用いた。発電機入口気体温度は、本実験では $2300 \sim 2400$ [K] とした

表 2 - 2 発電実験の実験条件

作動気体	A r + C s
発電機入口気体温度	2 3 0 0 ~ 2 4 0 0 K
発電機入口全圧	0 . 2 4 ~ 0 . 2 5 M P a
シード率	(2 . 0 ~ 3 0) × 1 0 ⁻⁴
負荷抵抗	0 . 0 3 7 ~ 0 . 6 7 Ω
磁場	2 . 7 T

が、これは、近い将来の商用のMHD発電プラントにおいて実用化が期待される蓄熱型高温熱交換器を想定したことによる。磁場の強さは中心で2.7 [T]であり、定格よりやや下げて実験を行った。発電機入口全圧は0.24~0.25 [MPa]で一定とした。シード率は、 $2 \times 10^{-4} \sim 3 \times 10^{-3}$ の間を何段階かに分けて選び、それぞれのシード率で負荷抵抗を変えて実験を行った。

動作試験および非発電時における発電機内の流体特性

装置の動作試験として、衝撃波管とシード注入装置の動作を確認し、また非発電時の発電機内の流体特性を調べる実験を行った。衝撃波管によって加熱された高温の作動気体の温度とシード率を偏光ラインリバーサル装置によって測定し、衝撃波管壁面での圧力測定と合わせて、衝撃波管及びシード注入装置の動作を確認した。また発電機内の壁面静圧と全圧及びマッハ数の測定によって、非発電時の発電機内の流体特性を調べた。

実験条件として、衝撃波管高圧部の駆動気体としてヘリウムを、低圧部の被駆動気体（衝撃波管によって加熱されMHD発電を行う高温の作動気体となる）としてアルゴンにセシウムをシードしたものをを用いた。高圧部の初期圧力は0.32 [MPa]、低圧部の初期圧力は5.9 [kPa] (44 [Torr])、初期温度は303 [K] (30 [°C]) [室温]とした。シード蒸発器の温度は250 [°C]に設定した。

測定されたデータの時間変化を図2-10に示す。衝撃波管低圧部側末端から150 [mm]の位置で、偏光ラインリバーサル法によって測定された気体温度とシード率の時間変化を、同じ位置で測定された衝撃波管壁面での圧力の時間変化とともに拡大し、図2-11に示す。反射衝撃波通過後約2 [msec]の間、気体温度、シード率、圧力とも一定によく保たれていることが判る。

表2-3に、衝撃波管装置で測定された諸量（衝撃波管によってつくられた高温の作動気体の圧力と温度、及び衝撃波管壁面で測定された圧力波形の立ち上がりの時間差より求めた入射衝撃波のマッハ数）を、初期条件からの計算値、測定された入射衝撃波のマッハ数からの計算値と比較して示した。これらの関係より、初期条件から予測される理想的な衝撃波は得られていないが、実際に測定された衝撃波によってほぼ理想的に（圧力、温度とも1割ほど測定値の方が低い）被駆動気体は加熱されていることが分かる。この1割の違いについては、測定された反射衝撃波の速度が、入射衝撃波のマッハ数からの計算値よりも低いことが分かっているため、衝撃波の反射が理想的でないためにこの違いが生じたと考えら

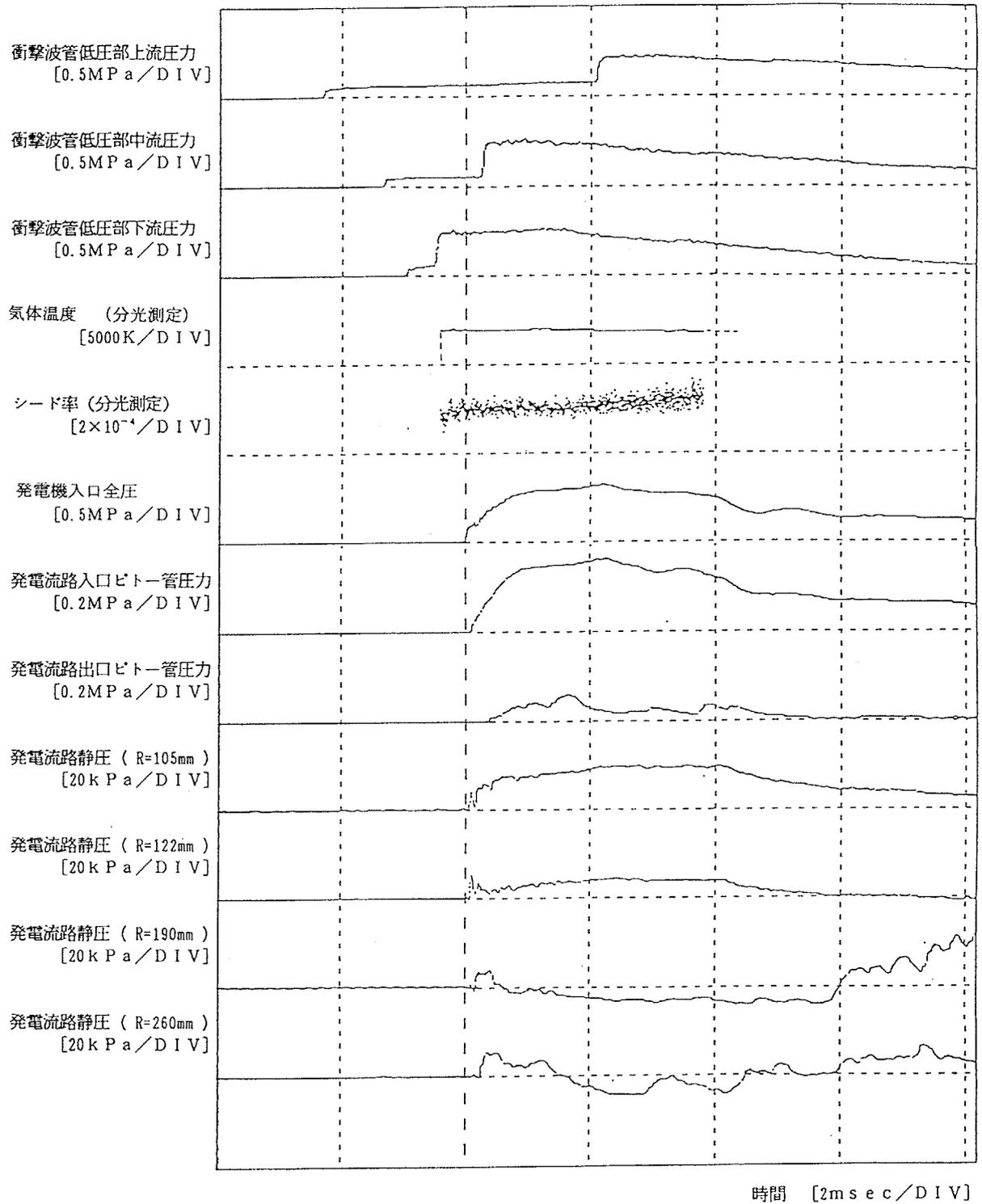


図 2 - 1 0 データの時間変化 (衝撃波管動作試験・非発電時流体特性)

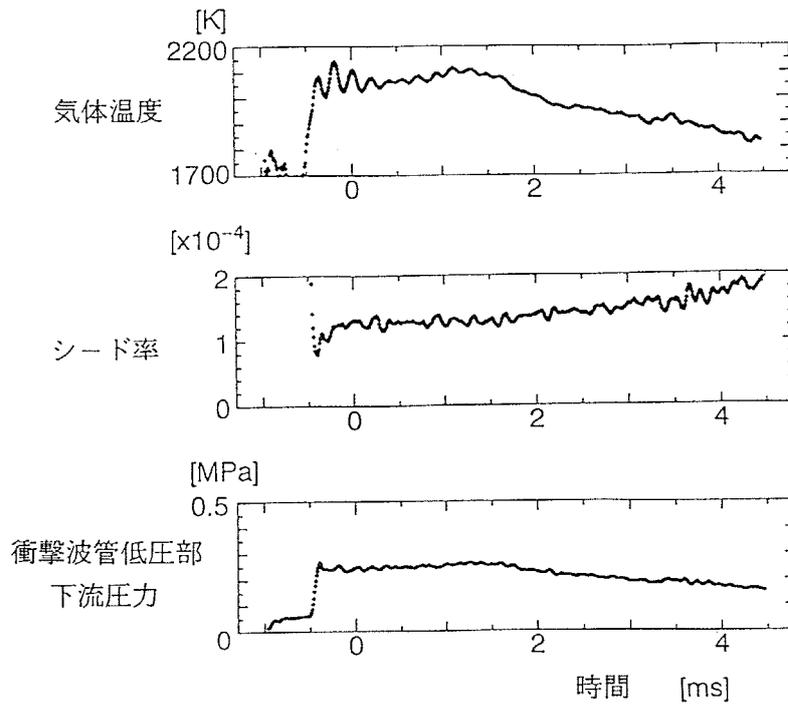


図 2 - 1 1 衝撃波管内の気体温度、シード率、圧力の時間変化

表 2 - 3 衝撃波管装置で測定された諸量と計算値との比較

初期温度	303 K
低圧部初期圧力	5.9 kPa
高圧部初期圧力	0.32 MPa

	生成される気体の圧力 [MPa]	生成される気体の温度 [K]	入射衝撃波のマッハ数
初期条件からの計算値	0.373	2708	3.36
測定された入射衝撃波のマッハ数 (上-中流) からの計算値	0.301	2308	3.09
測定された入射衝撃波のマッハ数 (中-下流) からの計算値	0.301	2308	3.09
測定値	0.274	2120	—

れる。

次に、このとき測定された非発電時の発電機内の静圧・全圧分布を図2-12と図2-13に示す。それぞれ発電機入口全圧の立ち上がりから1.0 [ms]と2.1 [ms]後のものである。図2-10を見ると、流れは発電機入口全圧の立ち上がりから1 [ms]後にほぼ定常になるが、その後ゆっくりと変化し、2 [ms]を過ぎると再び定常に近づくようである。これらの非発電時の圧力分布を見ると、発電機の上流においては全圧損失はなく、静圧も等エントロピーを仮定した計算値とよく一致しており理想的な流れとなっている。一方、下流においては全圧損失は大きく、また静圧も等エントロピーを仮定した計算値に比べてかなり高くなっており、流体は摩擦や擬似衝撃波[51, 52]によって減速されているようである。実際、ピトー管による測定から得られたマッハ数は、発電機入口で2.85、出口で1.61；1.0 [ms]後)、また2.1 [ms]後では、入口が2.85、出口が2.07であり、出口の方が小さくなっている。しかしながら、出口においても超音速になっており、強い衝撃波は発電流路中に存在しないことが分かる。このことから、発電を行った場合発電による急激な減速がなければ、発電流路の全域を超音速にできることが期待された。

2.4 本章のまとめ

衝撃波管駆動の大型のMHD発電実験装置を完成させ、磁場を印加しないでその動作試験を行った結果、衝撃波管で測定された高温の作動気体の温度、シード率、圧力は発電実験に十分な時間、一定によく保たれていることが判った。また、偏光ラインリバーサル測定装置によって作動気体の温度を測定することができ、衝撃波管測定諸量の関係から測定値は妥当なものであり、また入射衝撃波によって被駆動気体はほぼ理想的に加熱されていることが分かった。さらに、発電機内の流体測定により非発電時の流体特性が得られ、発電機内には強い衝撃波は存在せず発電流路全域で超音速であることが分かった。これらの結果は、発電実験を行うに理想的な条件が整えられていることを示している。

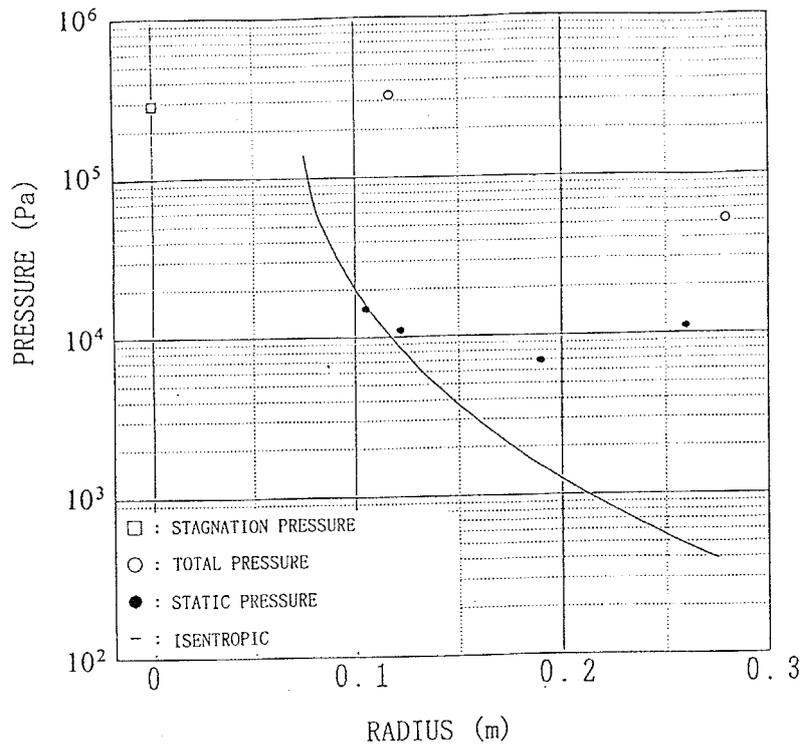


図 2 - 1 2 非発電時の発電機内の静圧・全圧分布 (1.0 [m/s] 後)

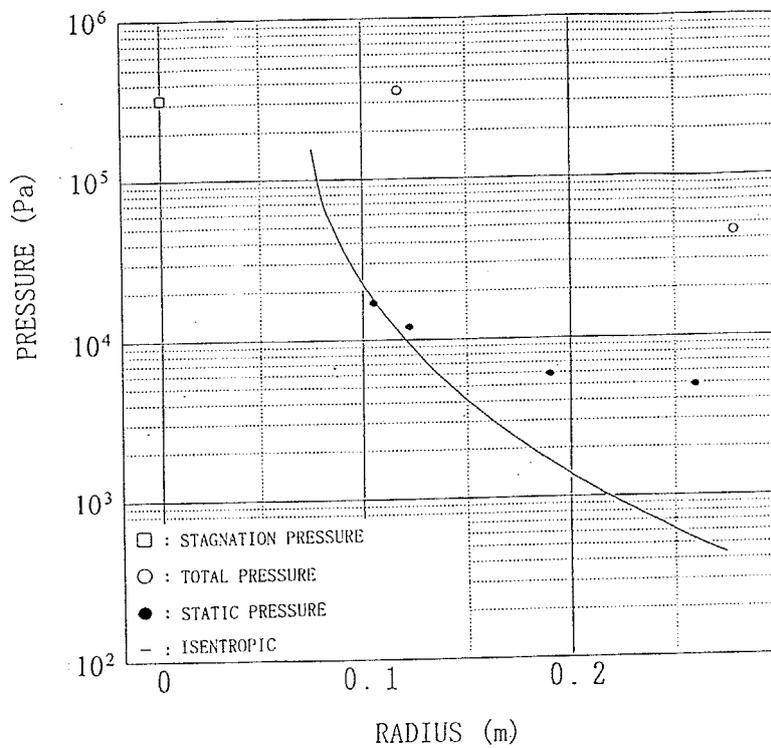


図 2 - 1 3 非発電時の発電機内の静圧・全圧分布 (2.1 [m/s] 後)

3 発電特性と流体および非平衡 プラズマの特性

この章では、第2章で説明した衝撃波管駆動のMHD発電実験装置を用いて行った発電実験の結果について述べる。実験にはセシウムをシードしたアルゴンを作動気体とし、スワールを導入しない半径流のディスク型発電機を使用した。本章では、まず最初に発電実験時間内でのよどみ点での全圧、出力電圧と電流、出力の変化について述べ、その後電気的特性と流体特性について述べる。さらに、プラズマの電子温度と安定性、放電の写真観測の結果について述べる。また最後に、本実験でのエンタルピー抽出、全圧損失、断熱効率の値について述べるとともに、その結果をまとめた。

3. 1 電気出力の時間変化

図3-1に、本実験で得られた代表的な発電出力の時間変化を示す。出力は入口全圧の変化に対応したゆっくりとした変化を示している。ここで、電気出力は出力電圧および出力電流の測定値の積としている。電気出力は、入口全圧の立ち上がりから3 [ms] ~ 4 [ms]の間ではほぼ一定となっており、この間の平均値を最終的な電気出力とした。以下、本章で扱う実験データはすべてこの間の平均値を用いている。また、図には出力電圧を出力電流で割って求めた負荷抵抗値も示されており、時間的によく一定値を保っている。またその値は、負荷抵抗器とケーブルの抵抗の和とほぼ一致した。このことから、出力電圧と出力電流の測定精度や、それらの測定器および負荷抵抗器の時間応答には問題がないことが確認された。

3. 2 電気特性（出力電圧-出力電流特性、電位分布）

図3-2に、異なったシード率（図中ではS. F. で表した）に対する出力電圧-出力電流特性を示す。図より、シード率が $(2.0 \sim 2.6) \times 10^{-4}$ から $(8.3 \sim 9.1) \times 10^{-4}$ へと高くなるにつれて、電圧および電流はともに増加していることが分かる。これは、シード率が高くなるにつれてプラズマの電気伝導度が高くなり出力電流が増加すると同時に、詳しくは後の流体特性およびプラズマの挙動の項で述べるが、シード率が 9×10^{-4} 付近で発電流路内の流速

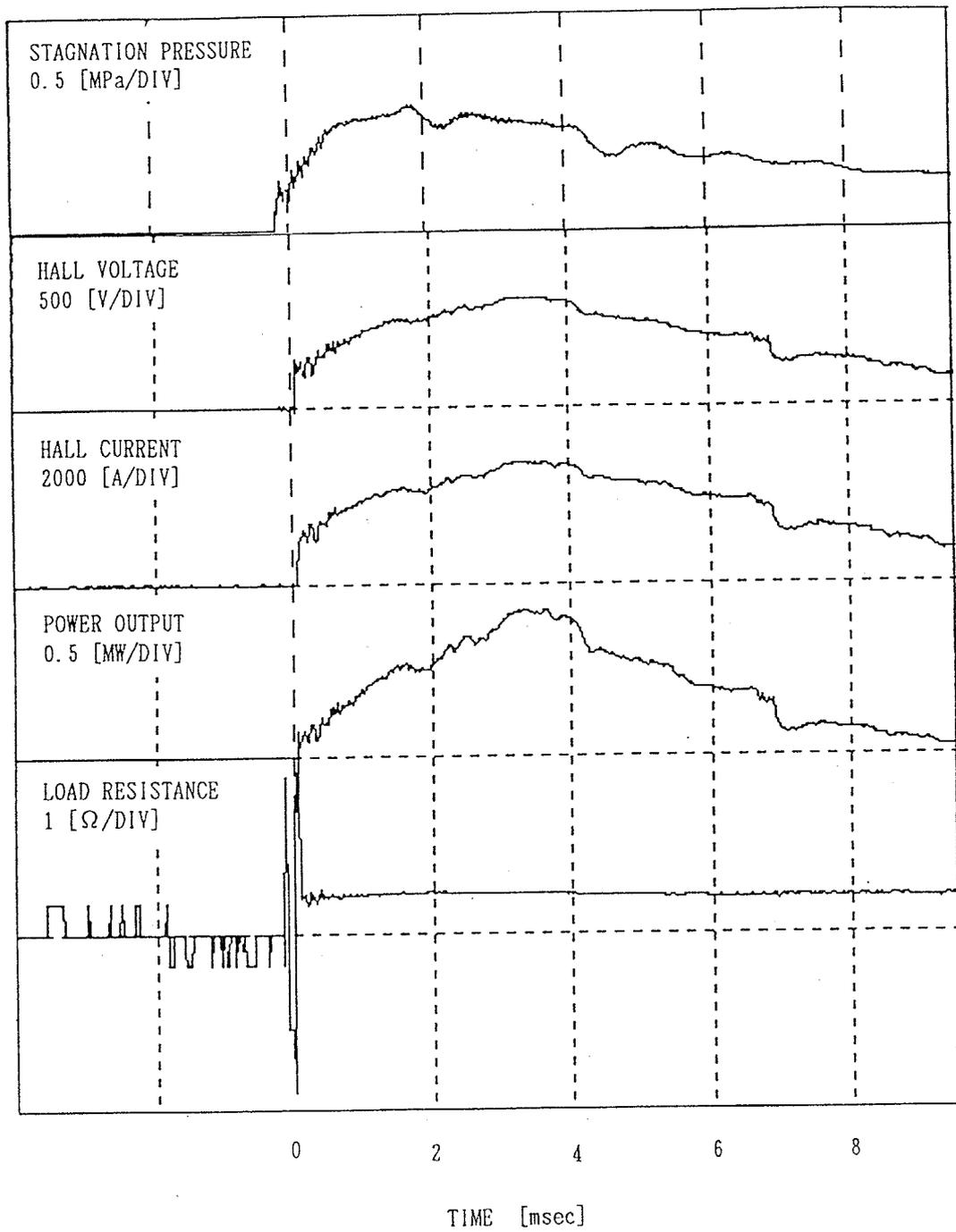


図 3 - 1 電気出力の時間変化

が最も速くなり、またプラズマが空間的にほぼ一様となり、ホール係数の実効値が高くなり、これらによってホール起電力が高くなり、出力電圧が増加したものと考えられる。しかし、さらにシード率を 3×10^{-3} まで高めた場合には、電圧および電流は減少している。これは、シード率を高めた場合には電気伝導度が増加し、流体に対するローレンツ力が強くなりすぎ、後述するように流れが亜音速に遷移するためである。このように、シード率によって電圧-電流特性は大きく変化し、シード率には電気出力を最大とする最適シード率が存在することが分かる。本実験条件下では、その値は $(8.3 \sim 9.1) \times 10^{-4}$ であり、負荷抵抗 $0.22 [\Omega]$ において最大出力約 $400 [\text{kW}]$ が得られた。

図 3-3 および図 3-4 に、発電機内の半径方向の電位分布を、それぞれ異なったシード率と異なった負荷抵抗に対して示した。従来の研究では、入口気体温度が低い場合には、発電流路入口において、セシウムの電離緩和による負の電位が生じ、これが出力電圧を低下させる原因となっていたが、[10, 53, 54] これらの図ではいずれのシード率や負荷抵抗においても、見られていない。これは、本実験が入口気体温度が $2300 \sim 2400 [\text{K}]$ という比較的高い温度で行われたことによる。また、最大出力の得られた条件、すなわち負荷抵抗が $0.22 [\Omega]$ 、シード率が 9.0×10^{-4} の条件では、ホール電界は第 2 カソードの近傍を除く下流領域でも、その強度が保たれていることが分かる。このことは、下流においても流れが激しい減速を受けていないことを示唆している。また、第 2 カソード近傍では負の電界が常に見られる。この負の電界の原因については明かでないが、電極表面における電圧降下の影響と考えられる。

3.3 流体特性

図 3-5 に、ディスク型発電機内の半径方向の静圧分布を、異なったシード率に対して示した。この図から、シード率に対して静圧が変化していること、特に発電流路の上流部分での圧力変化が著しいことが分かる。またシード率が 2.6×10^{-4} と低い場合、発電流路入口に流れ方向に急激な静圧上昇が見られる。これはシード率が低い場合、ノズル内でプラズマの電離が生じにくく（電離緩和過程にある）、ローレンツ力が弱くとどまり、ノズル内では流体が減速されないこと、またその結果発電流路入口での流速が高くなり、この領域でプラズマが急速に加熱されてアルゴン電離が生じ、高い電気伝導度となり流体が急激に減速されるためと考えられる。事実、アルゴン電離と急激な圧力上昇による衝撃波の発

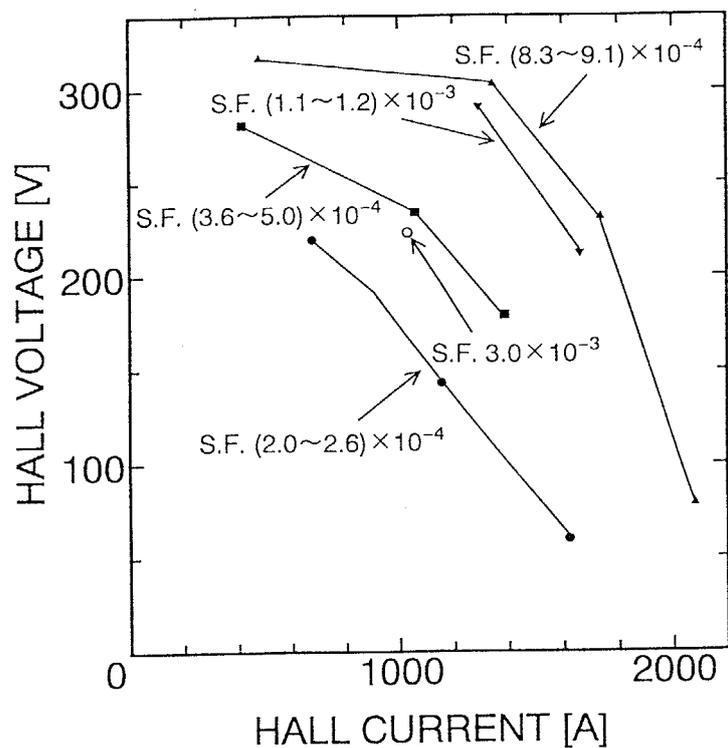


図 3 - 2 出力電圧—出力電流特性

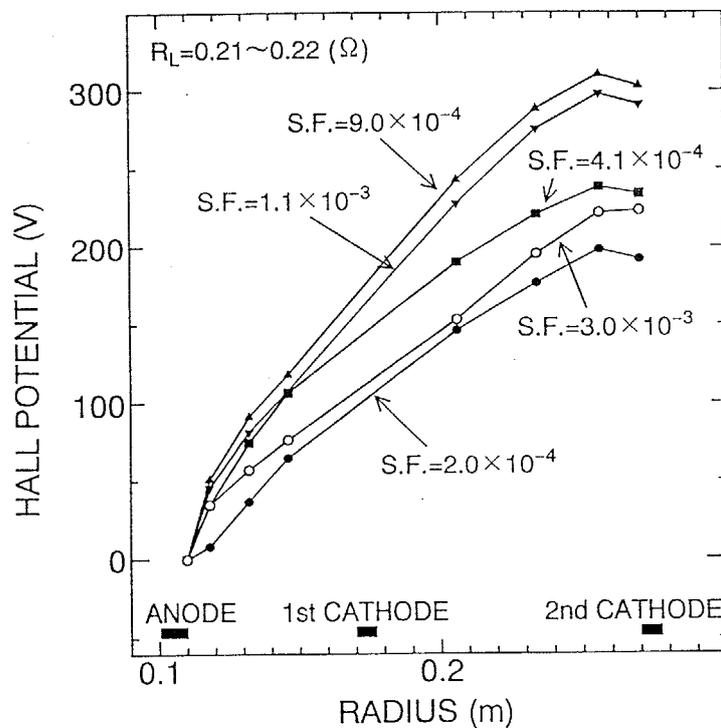


図 3 - 3 発電機内の半径方向の電位分布 (シード率に対する変化)

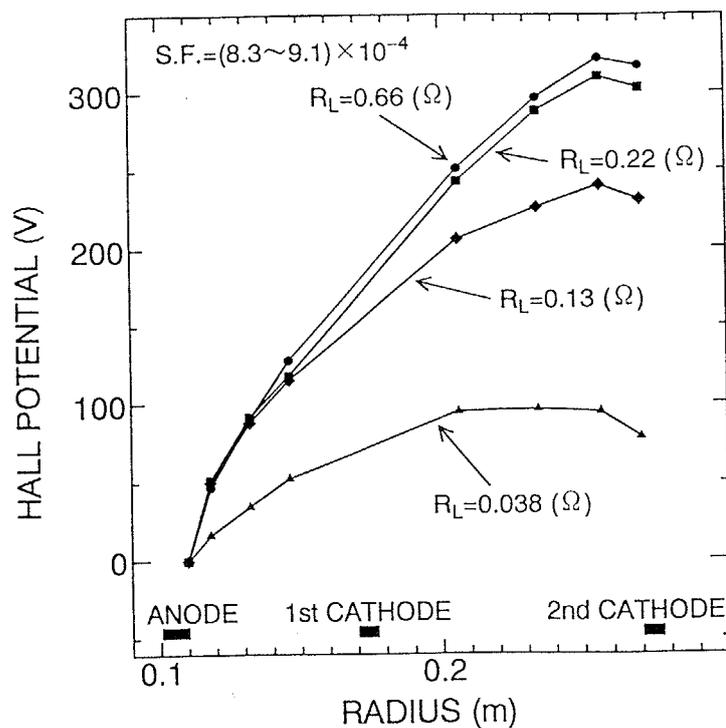


図 3 - 4 発電機内の半径方向の電位分布（負荷抵抗に対する変化）

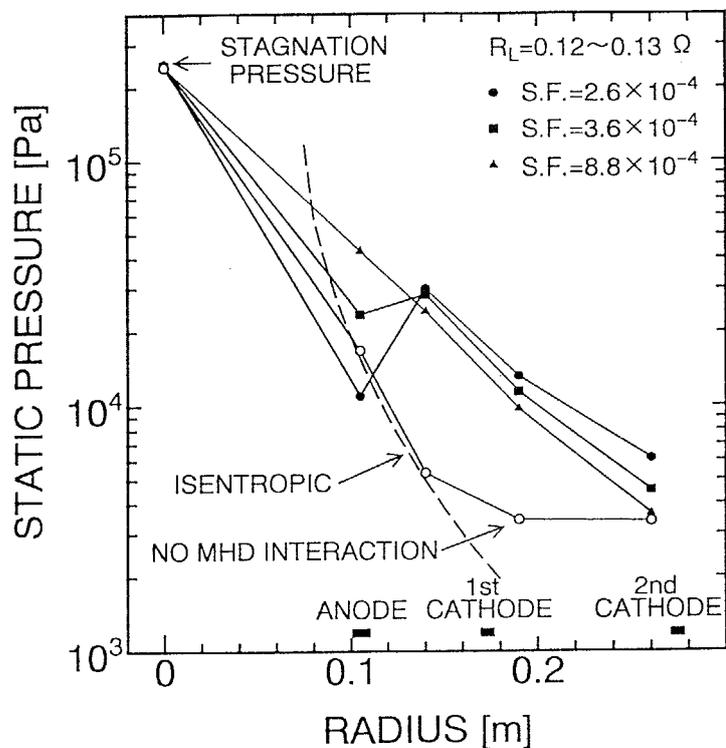


図 3 - 5 発電機内の半径方向の静圧分布（シード率に対する変化）

生は、電子温度測定および写真観測によってそれぞれ確認された。

第1章の「序論」でも述べたように、これまでのMHD相互作用が強い条件下での実験においては、このような衝撃波的な圧力上昇が常に観測されており[23, 24, 42]、このことが発電流路内で超音速流れを維持することを妨げている大きな原因の一つであった。これに対して、図3-5でシード率が 8.8×10^{-4} の場合に着目すると、流れ方向に急激な圧力上昇は見られず、滑らかな圧力分布が得られている。このように発電流路入口付近に急激な静圧上昇が見られなかったのは、このシード率の条件ではノズル内でセシウムが十分に電離し、流体はノズル内から発電流路にかけて徐々に減速されたことによる。本実験においてノズル内で十分にシードを電離させることができた原因としては、ブローダウン装置に比べて作動気体中の不純物が極端に少ないことや、入口気体温度を比較的高く設定したこと、また入口に旋回流（スワール）導入用のベーンが無いため電離が十分促進できたことなどが挙げられる。さらに本実験では、これまでの衝撃波管装置による実験に比べて、磁場の強さ B を入口全圧 P_0 で割った値（ $= B / P_0$ ：ホール係数に関係）を大きく選び、ノズル内での電離が生じやすい条件を設定したことによる。

図3-6に、負荷抵抗に対する半径方向の静圧分布の変化について示した。図より負荷抵抗が高くなるにつれて、流体の受けるローレンツ力が強くなり、流体は減速され全体的に静圧が上昇している様子が判る。また、この出力を最大にする最適シード率においては、すべての負荷抵抗において流路内に流れ方向に急激な静圧上昇は見られない。

さらに、アノード上の静圧が負荷抵抗の変化の影響を受けていることが分かる。流れが超音速の場合アノード上の静圧はノズル内で流体に働くローレンツ力の結果であるから、このことは、発電流路の負荷抵抗がノズル内の負荷率を変化させていることを意味している。すなわち、発電流路の負荷抵抗が低くなるとアノードからプラズマへ流れ込む電流の増加、アノード上のプラズマの電位の降下、ノズル内の負荷率の低下へとつながると考えられる。ただし、これはノズルの上流の金属壁がアノードと外部回路で短絡され、ノズル上流のプラズマがアノードと同電位となっているためである。この現象の結果、発電流路中で静圧の低い低負荷抵抗の場合、ノズル内でも負荷率が低くなり、静圧の上昇が抑えられ、ノズル内と発電流路の静圧のバランスが保たれているようである。このことも静圧分布を流れ方向に緩やかに下降するものとし、発電流路入口における流れ方向に急激

な静圧の上昇や下降を防ぐ働きをしているのではないかと考えられる。

図3-7に、測定された発電流路出口におけるマッハ数を、負荷抵抗に対してプロットした。この図では、負荷抵抗が高くなるほど出口マッハ数が小さくなり、出口における流速が減少している様子が分かる。これは、ディスク型発電機では負荷抵抗が高くなるほど、流体の受けるローレンツ力が強くなることによる。シード率が、出力を最大にする最適シード率 $[= (8.3 \sim 9.1) \times 10^{-4}]$ より低い場合、出口でのマッハ数が小さくなっているが、これは先の図3-5で述べた、発電流路入口付近での衝撃波的な静圧上昇によると考えられる。また最適シード率より高いシード率でも出口マッハ数は小さくなっているが、これはプラズマの電気伝導度が高くなりすぎ、流体に働くローレンツ力が強くなったためである。この図より、最も興味ある結果として以下のことを挙げる事ができる。すなわち、出力を最大とする最適シード率の場合には、出口マッハ数は最も高く、このとき最も高い負荷抵抗の $0.66 [\Omega]$ 以外でマッハ数は1を越えている。ここで、図3-6の流れ方向に滑らかに下がる静圧分布の結果と合わせて考えると、最適シード率で負荷抵抗が $0.22 [\Omega]$ の時（この時に最高の電気出力が得られた）には、発電流路内全域で流れは超音速状態を維持しているといえる。このように、MHD相互作用が強い条件下で、発電流路内全域で流れが超音速を維持できることが確認されたのは本実験が初めてである。

3.4 プラズマの挙動

マルチチャンネル分光器によって測定された発電流路内（アノード・第1カソード間）のプラズマの発光スペクトルを、図3-8に示す。図よりシード率によって発光スペクトルの様子が大きく異なることが分かる。すなわち、シード率が低いときにはアルゴン原子の線スペクトルの発光強度が、シード率が高いときにはセシウム原子の線スペクトルの発光強度が、それぞれ相対的に強くなっている。これは後の電子温度の測定結果に示されるように、シード率が低いときにプラズマの電子温度が高くなっているためである。つまりこのとき、プラズマの電子温度が高いので、アルゴン原子の線スペクトルの発光強度が強くなる一方、電子温度が高いとよりセシウムの電離度が高くなり、またシード率が低いため、これらによってセシウム原子の密度が低くなるので、セシウム原子の線スペクトルの発光強度は弱くなる。またシード率が高いほど、セシウムの再結合放射の連続スペクトル（波長が $370 \sim 520 [\text{nm}]$ の間に線スペクトルと重なって見えてい

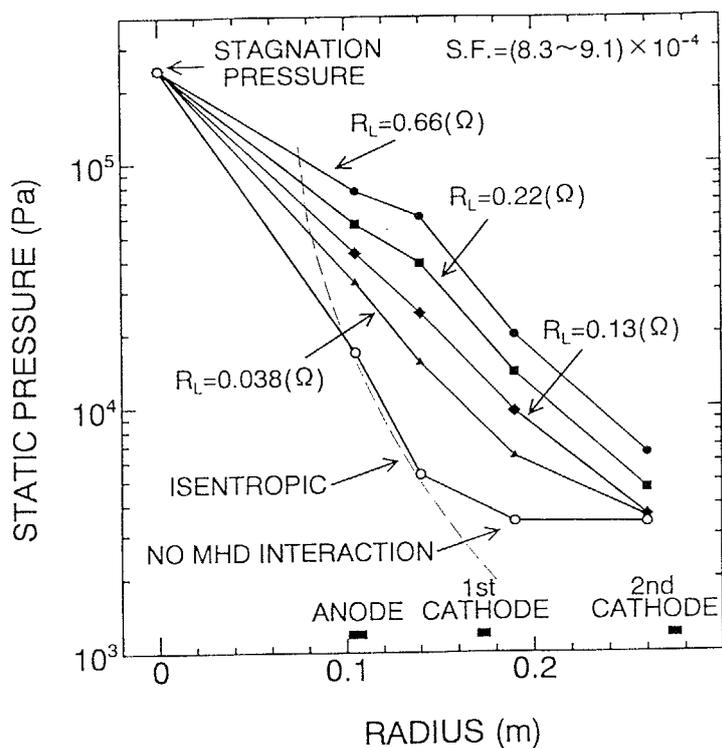


図 3 - 6 発電機内の半径方向の静圧分布（負荷抵抗に対する変化）

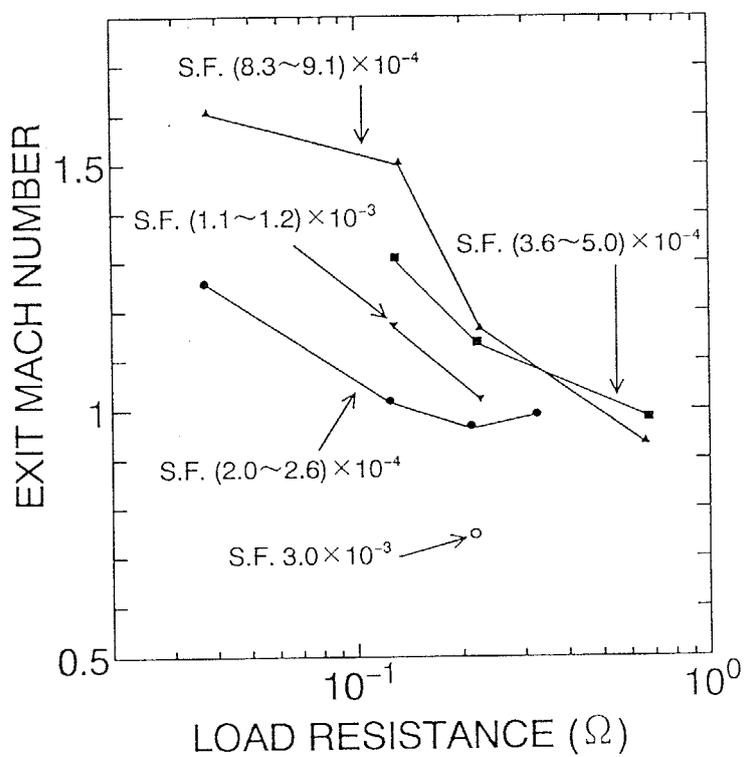


図 3 - 7 発電流路出口で測定されたマッハ数

る)の強度が強くなっている。これはシード率が高くなると、セシウムイオンと電子の密度が共に増加し、このため放射再結合の衝突頻度が増大することによる。さらに図3-8を見ると、アルミニウム原子の線スペクトルも見られるが、これは衝撃波管に用いたアルミニウム製の膜が破れる際にできた破片が、高温の作動気体に混入し、そこからアルミニウムが蒸発したためと考えられる。

次に、測定されたセシウムの再結合放射光強度の波長依存性より電子温度を求め、これを負荷抵抗に対してプロットしたものを図3-9に示す。図より、高負荷抵抗側で電子温度が低くなる傾向が見られる。この結果は、ディスク型発電機では高負荷抵抗側でプラズマに流れる電流が大きくなるので、そのジュール加熱によって高負荷抵抗側で電子温度が高くなるという、従来から考えられていた傾向とは逆になっている。この原因については明かではないが、低負荷抵抗側では高いホール係数によるプラズマの不安定性から、また高負荷抵抗側では後に述べる電磁音響学的(Magneto-acoustic)な不安定性から、プラズマが非一様になるためか、または、再結合放射による電子系のエネルギー損失の影響とも考えられる。さらに図3-9より、シード率が高くなるにつれて電子温度が低下していることが分かる。これは、シード率が高くなるとプラズマの電気伝導度が増加し、流体の受けるローレンツ力が増加するために静圧が上昇し、衝突による電子系のエネルギー損失が増加するためと考えられる。

さらに、高速度カメラによる写真との対応を見るために、電子温度の測定結果をシード率に対してプロットしたものを図3-10に示す。図には、サハ平衡を仮定して電子温度と電気伝導度の関係を計算し、これよりシード完全電離の領域を求めた(4.3参照)ものを同時に示した。最大出力が得られた条件に近いシード率 7.2×10^{-4} 、負荷抵抗(図中では R_L で表した) $0.22 [\Omega]$ においては、電子温度は約 $6500 [\text{K}]$ であり、この条件がシード完全電離の領域に入っていることが分かる。最大出力のとき得られた高速度カメラによる写真を図3-11に示す。プラズマは空間的にほぼ一様になっていることがわかるが、このようにシード完全電離によるプラズマの一様化の様子が直接写真で得られたのも、本実験が始めてである。

次に、最適シード率よりも低いシード率の条件(= 2.6×10^{-4})で負荷抵抗 $0.037 [\Omega]$ の結果を見ると、電子温度は約 $9000 [\text{K}]$ と非常に高く、アルゴンの弱電離領域に入っている様子が分かる。このときの写真を図3-12に示したが、周方向にのびる帯状の強い発光が見られる。また流体特性のところ

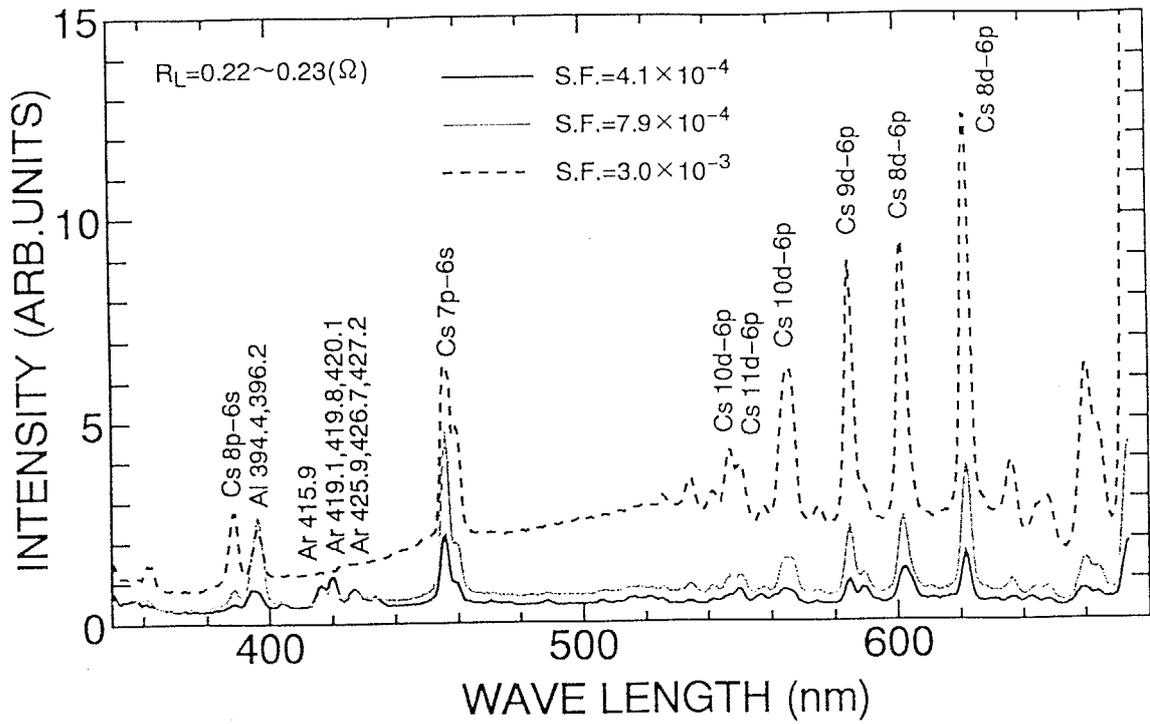


図 3 - 8 発電機内のプラズマの発光スペクトル（シード率に対する変化）

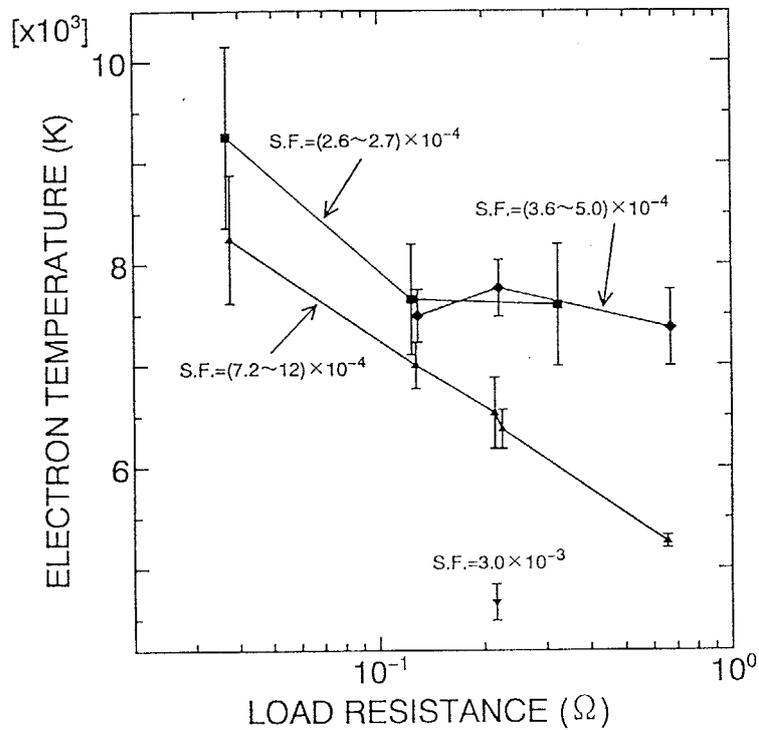


図 3 - 9 測定された電子温度（負荷抵抗に対する変化）

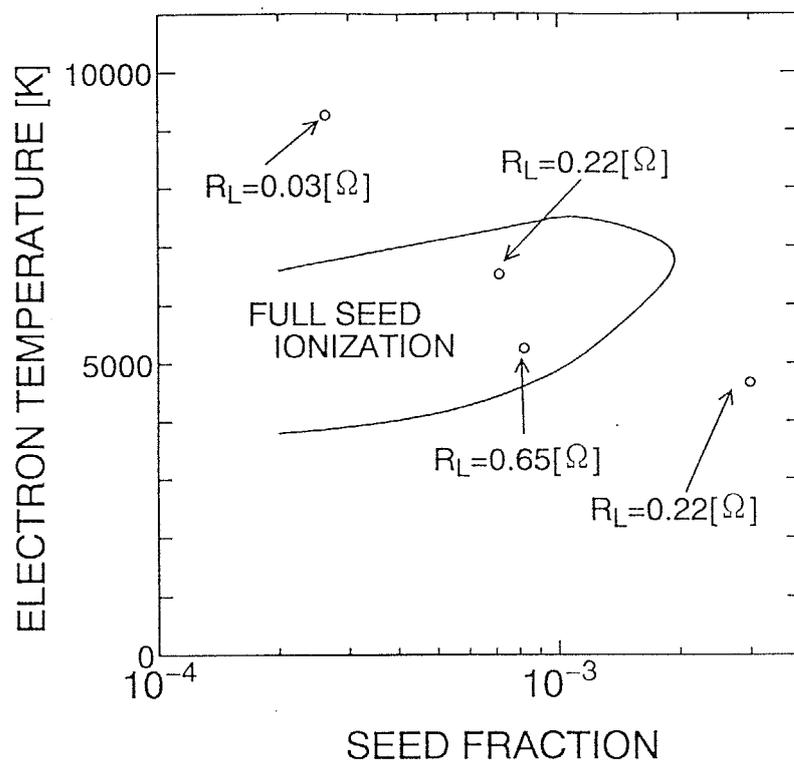
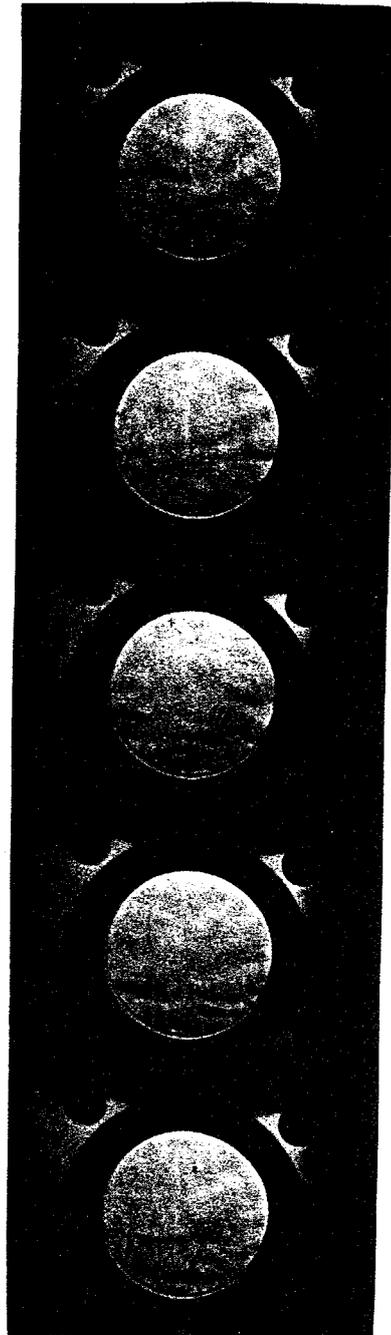


図 3 - 1 0 測定された電子温度（シード率に対する変化：放電写真との比較）

TIME (msec)



3.125

3.272

3.419

3.566

3.714

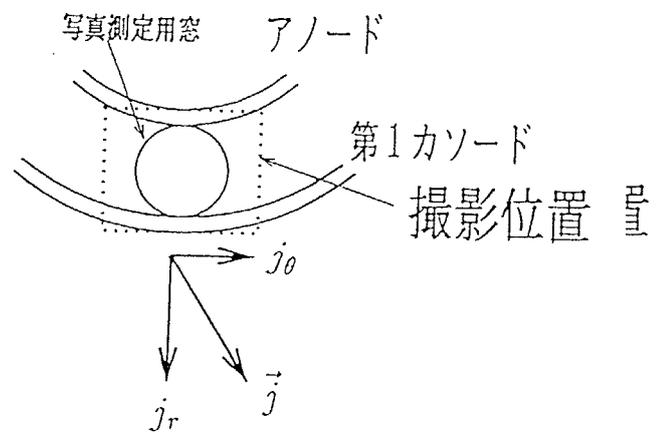


図 3 - 1 1 放電写真 (露光時間 : $7 \mu s$, S. F. = 9.0×10^{-4} , $R_L = 0.22 \Omega$)

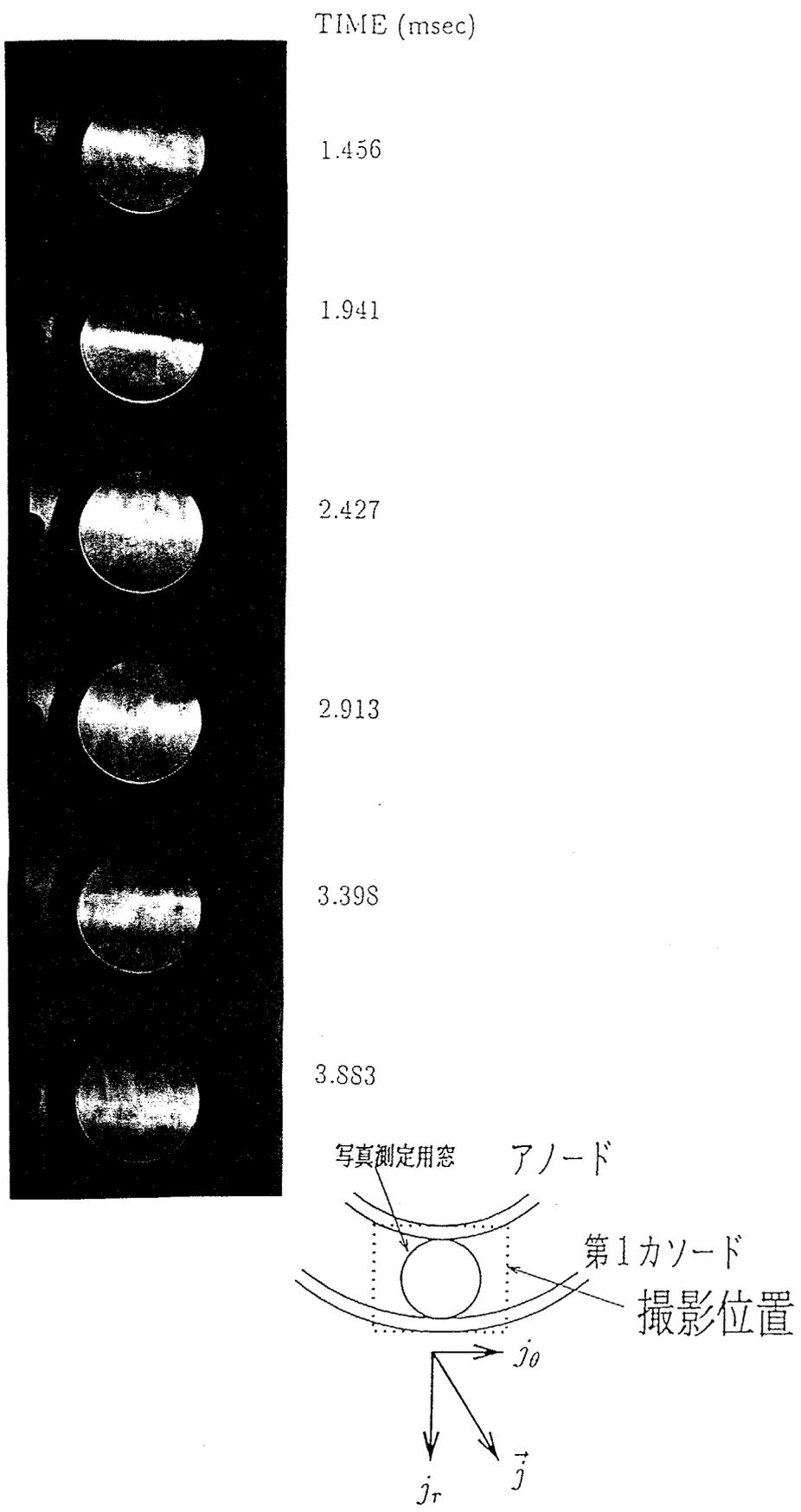


図 3 - 1 2 放電写真 (露光時間 : $24 \mu s$, S. F. = 2.6×10^{-4} , $R_L = 0.037 \Omega$)

で述べたように、このときの静圧分布には強い発光に対応する半径位置に衝撃波的な大きな静圧上昇が見られた。

一方、シード率の高い条件（シード率 3×10^{-3} 、負荷抵抗 $0.22 [\Omega]$ ）においては、電子温度は約 $4700 [K]$ で、シード弱電離の領域に入っている。このときの高速度カメラによる写真が図 3-13 である。プラズマはシード完全電離のときに比べてやや空間的に非一様になっており、不規則な構造が見られた。

高負荷抵抗の条件（負荷抵抗 $0.66 [\Omega]$ 、シード率 8.3×10^{-4} ）においては、電子温度が約 $5300 [K]$ とシード完全電離の領域に入っているにも関わらず、このときの高速度カメラによる写真（図 3-14）にはスパイラル状の強い発光が約 $1 [ms]$ の時間間隔で現れた。このときの写真観測の行われた発電流路上流における静圧およびプラズマの発光強度の変動の様子を図 3-15 に示す。強い発光の現れる時間間隔に対応して静圧が大きく変動している様子が見られる。変動周期の大きさから考えると、この現象は電磁音響学的な不安定性によって生じた可能性が高いと考えられる。

以上のように、電子温度の測定と放電写真の撮影に成功し、MHD 相互作用が強い条件下においても、シード完全電離によってほぼ一様な非平衡プラズマが得られることが明らかにされた。また負荷抵抗とシード率に対する電子温度の変化を実験的に明らかにすることができた。

3.5 エンタルピー抽出率と全圧損失および断熱効率

図 3-16 に、次式より求めたエンタルピー抽出率と負荷抵抗の関係を示した。

$$E.E = \frac{P_e}{\dot{m} C_p T_{0in}} \quad (3-1)$$

ここに、 P_e : 電気出力、 T_{0in} : 偏光ラインリバーサル装置で測定した発電機入口気体温度（絶対温度）、 \dot{m} : 測定した発電機入口全圧および T_{0in} から等エントロピー関係式を用いてノズルのスロート位置における密度と流速を求め、これらとスロート断面積から求めた質量流量、 C_p : 作動気体の定圧比熱、 $E.E$: エンタルピー抽出率

図 3-16 より、最適シード率（ $= (8.3 \sim 9.1) \times 10^{-4}$ ）の場合に、負

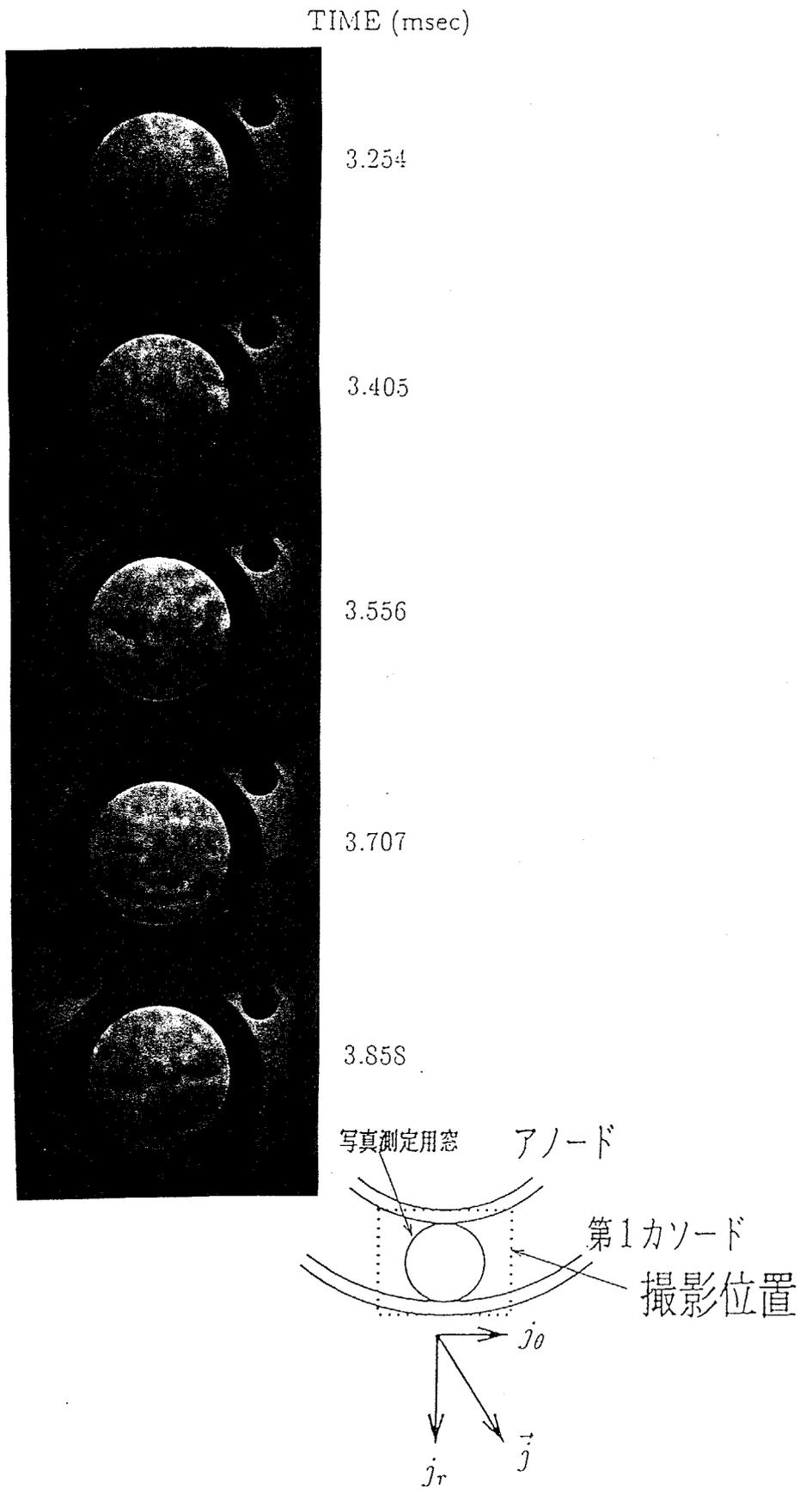


図 3 - 1 3 放電写真 (露光時間 : $8 \mu s$, S. F. = 3×10^{-3} , $R_L = 0.22 \Omega$)

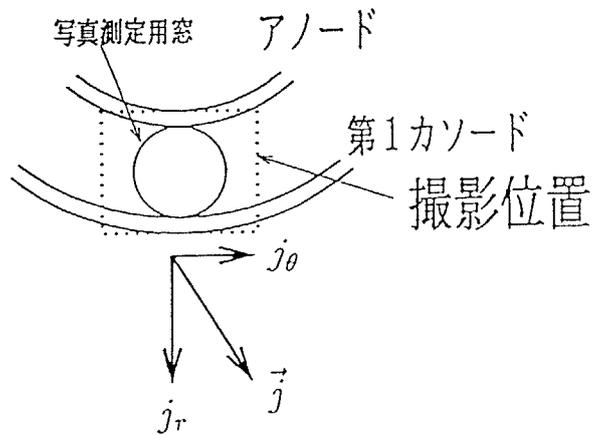
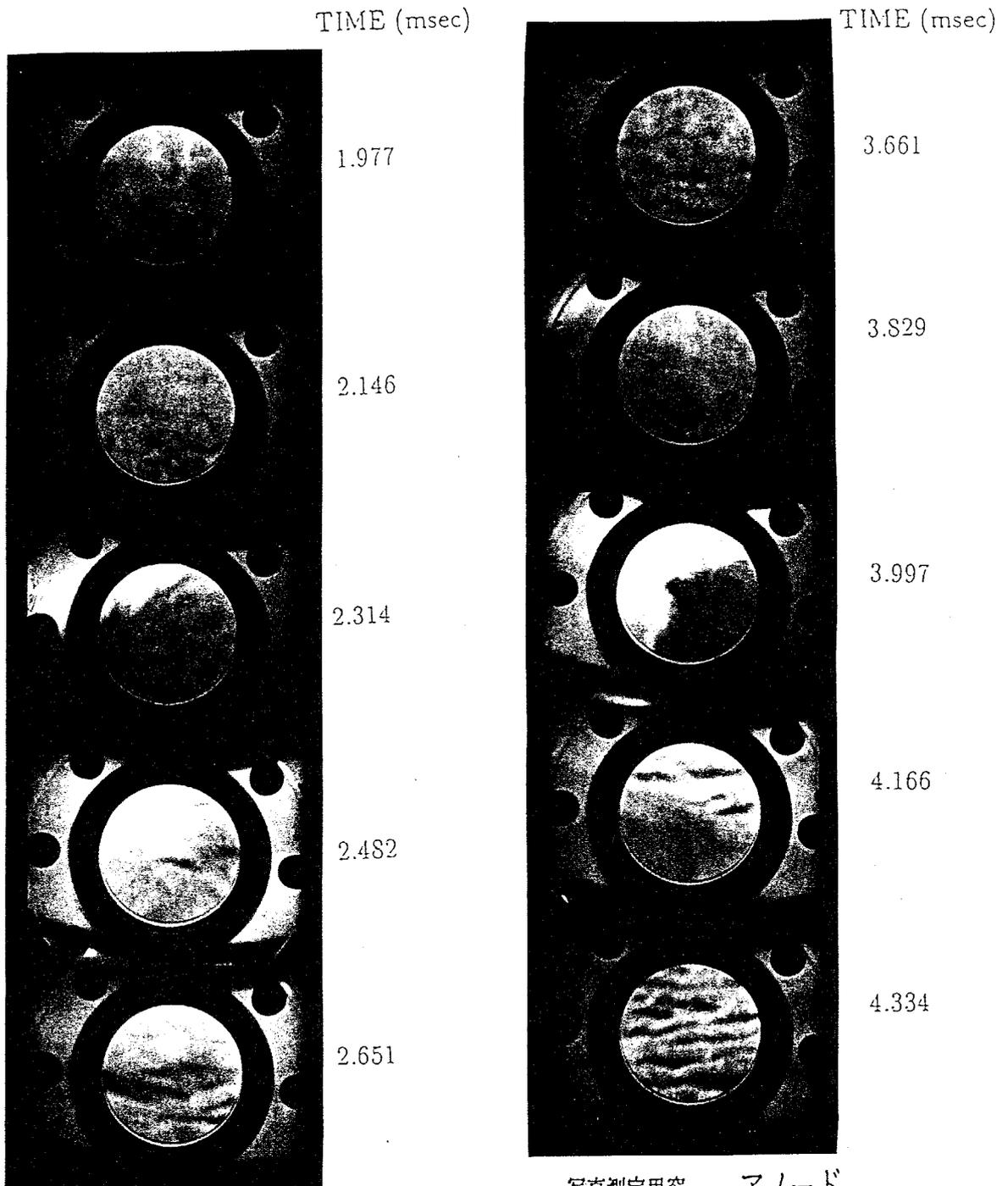


図 3 - 1 4 放電写真 (露光時間: μs , S. F = 8.3×10^{-4} , $R_L = 0.66 \Omega$)

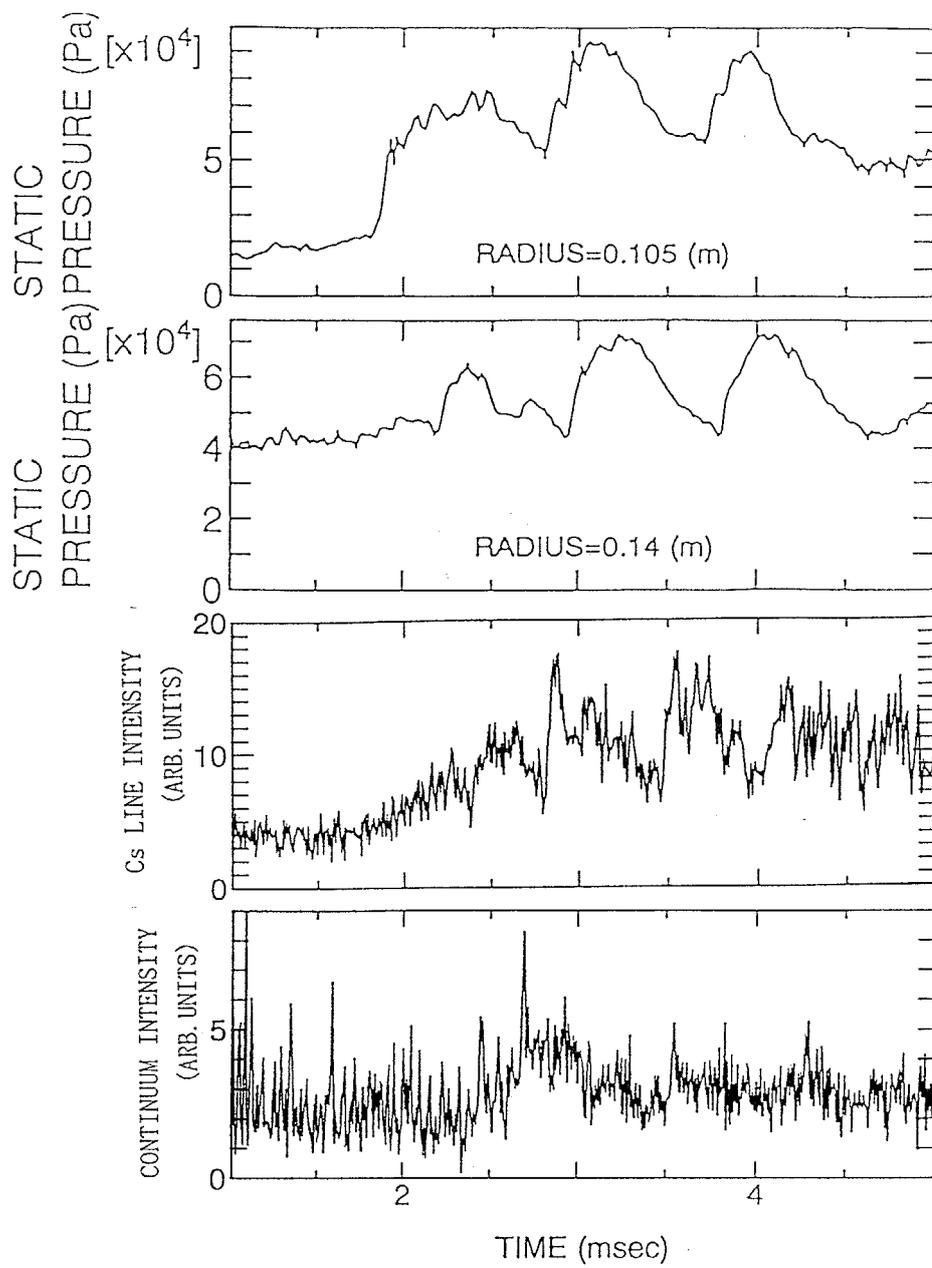


図 3 - 1 5 発電流路上流の静圧および発光の変動 ($S.F=8.3 \times 10^{-4}$, $R_L=0.66 \Omega$)

荷抵抗 $0.22 [\Omega]$ で最高のエンタルピー抽出率 26.5% が得られていることが分かる。

図 3-17 には、次式によって定義される断熱効率を荷抵抗に対してプロットした。

$$\eta_{ad.} = \frac{E \cdot E}{1 - (p_{o.out} / p_{o.in})^{(\gamma-1)/\gamma}} \quad (3-2)$$

ここに、 $E \cdot E$: エンタルピー抽出率、 $p_{o.in}$: 発電機入口全圧、
 $p_{o.out}$: 発電機出口全圧、 γ : 作動気体の比熱比、 $\eta_{ad.}$: 断熱効率

なお、断熱効率を求めるために必要な出口/入口全圧比は、測定した発電機入口全圧と発電機出口全圧から求めた。この図より、最高の断熱効率 38% が最適シード率 [$(= (8.3 \sim 9.1) \times 10^{-4})$] において、また荷抵抗 $0.13 [\Omega]$ の条件で得られていることが分かる。この条件は、最高のエンタルピー抽出率が得られた条件とシード率では同じであるが、荷抵抗は低い側にずれている(最高のエンタルピー抽出率は、 $0.22 [\Omega]$ で得られている)。これはホール型の MHD 発電機において特徴的な、電圧負荷率が低い側で電気変換効率が高くなるという性質が反映していることによる。

図 3-18 には、発電機出口での全圧を入口全圧で無次元化した値を、エンタルピー抽出率に対して示した。この図より、エンタルピー抽出が同じ場合においても、荷抵抗の値によって全圧比が大きく異なっていることが分かる。すなわち、荷抵抗の低い側においてより小さな全圧損失となっている。これは、低抵抗側においては流れの減速に作用するローレンツ力が小さくなること、すなわち、電気変換効率の高い低抵抗側で全圧損失が減少することを実験的に示している。さらに、最高のエンタルピー抽出率が得られた $0.22 [\Omega]$ での全圧比が非常に小さく、大きな全圧損失をともなって高いエンタルピー抽出が行われたことが分かる。

図 3-19 に、エンタルピー抽出率に対して断熱効率をプロットしたものを示す。図より、シード率や荷抵抗が異なるすべての点が原点を通る直線上に一直線に並んでいることが分かる。これは、4.2 で述べるように、本実験で用いられたような出口・スロート断面積比が 15.2 と大きい発電機の場合、発電流路の出口におけるマッハ数が 0.5 から 2 と大きく変化しても、断熱効率とエンタル

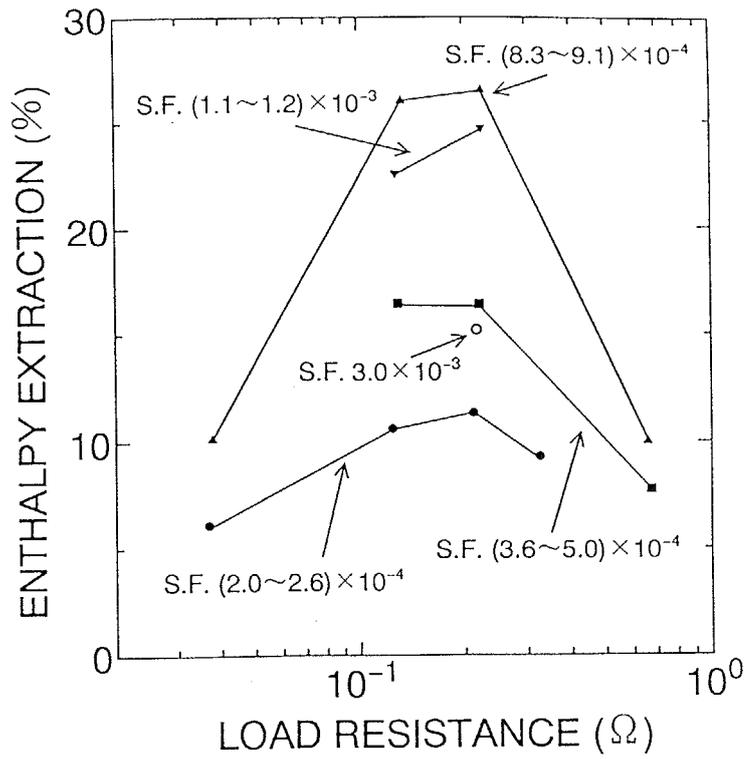


図 3 - 1 6 負荷抵抗に対するエンタルピー抽出率の変化

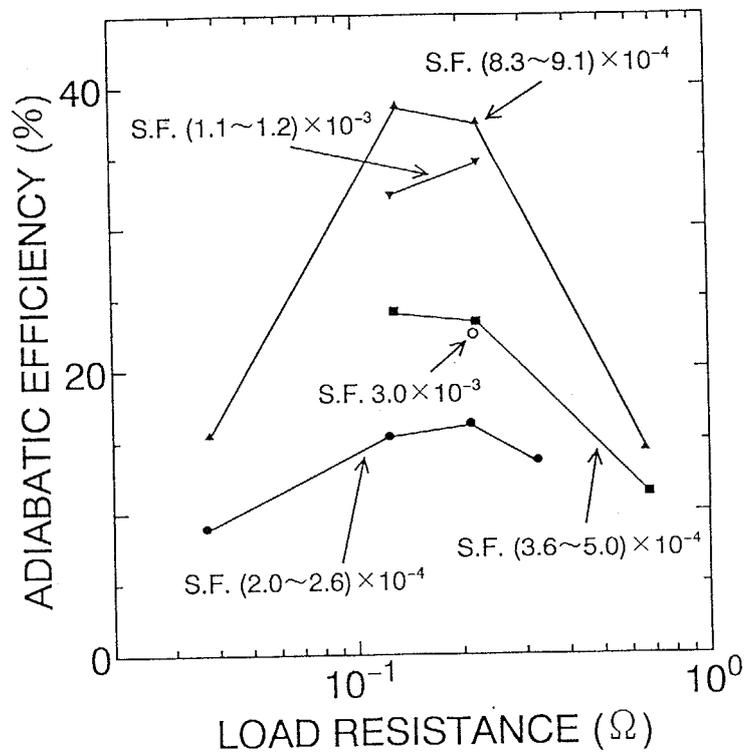


図 3 - 1 7 負荷抵抗に対する断熱効率の変化

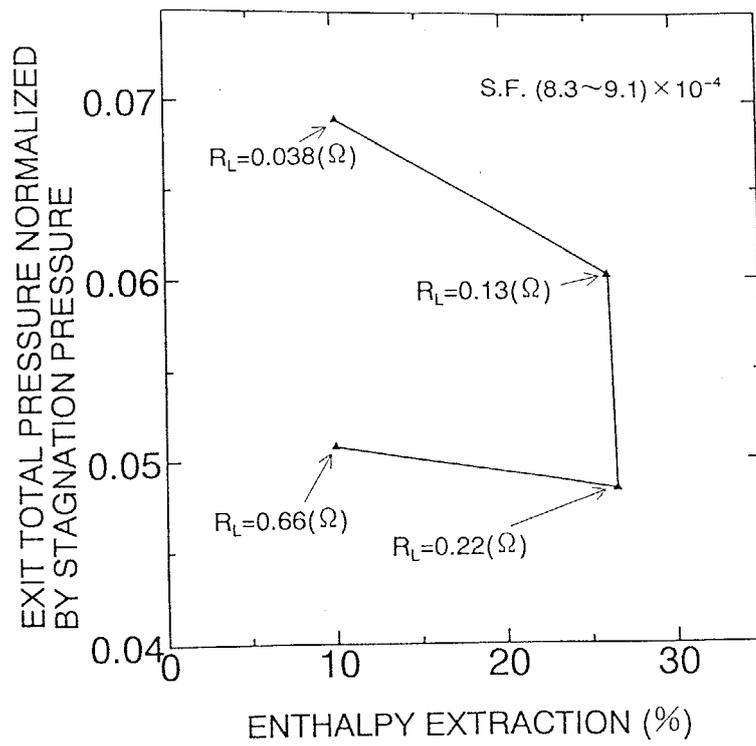


図 3-18 エンタルピー抽出率に対する出口全圧の変化

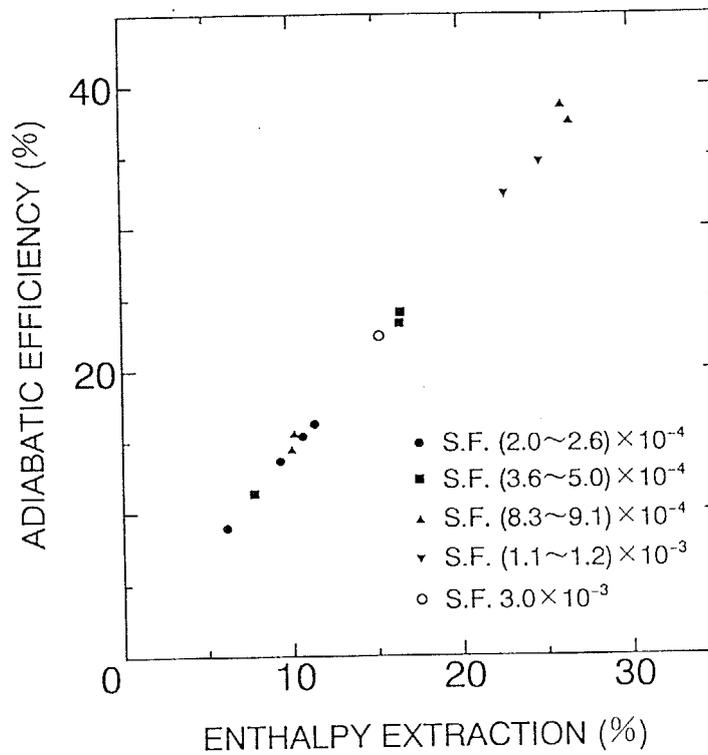


図 3-19 エンタルピー抽出率に対する断熱効率の変化

ピー抽出率の関係は、ほぼ一直線になるためと考えられる。実際に実験結果はこの直線上に載っている。実験では、マッハ数が大きくなると予想される低シード率の条件では、発電流路入口に衝撃波が生じたため結果的に出口マッハ数は1程度となり、また高シード率においては流体に働くブレーキ力が強いため流れがチョークし、出口マッハ数は1前後にとどまっており、全体として出口マッハ数は0.5から2の範囲となっている。したがって、実験条件を大きく変えることにより、出口マッハ数が2を大きく越えるような条件で発電が行われた場合には、実験結果はこの直線より断熱効率の高い側にずれることが予想される。しかしながら、このことはエンタルピー抽出率と断熱効率の関係を変化させるだけで、断熱効率そのものを高くすることとは本質的に無関係であることに注意しなければならない。すなわち、断熱効率はプラズマのホール係数や負荷率、流路壁面での摩擦損失等に強く依存しているからである。

そこで本実験において断熱効率とこれらの諸量がどのような関係にあるかを調べるため、最適シード率の場合について、実験結果より求めた負荷率とホール係数の値から、計算によって求めた断熱効率と実験値とを比較し図3-20に示した。図には、同様にして求めた電子温度についても実験値との比較のため示した。図より、電子温度に関しては計算値は従来の予想通り高負荷率〔電圧負荷率〕（高負荷抵抗側）で電子温度が高くなっており、実験結果はこれと異なっている。また最も低負荷率のとき以外では電子温度の計算値は実験値よりも高くなっている。これらの原因については明かではないが、プラズマの挙動のところで述べたように、高負荷率側および低負荷率側でのそれぞれの不安定性によるプラズマの非一様や再結合放射による電子系のエネルギー損失等がその理由として考えられる。

断熱効率の結果についても実験値と計算値は大きく異なっている。最も低負荷率（負荷抵抗0.038〔 Ω 〕）のときは、ホール係数が約10と非常に高く、不安定性によりプラズマが非一様になり、実効的なホール係数が低下したため断熱効率の計算値70〔%〕以上に対して実験値は15.5〔%〕と大幅に低下したのではないかと考えられる。実際には、写真観測では明かではないが、電子温度の測定値は8250〔K〕と計算値の約5000〔K〕よりもかなり高くなっておりプラズマが部分的にアルゴン電離領域にあり、プラズマが非一様であることを裏付けていると考えられる。またこれより負荷率の大きい、負荷抵抗が0.133〔 Ω 〕のとき、断熱効率の実験値は38.6〔%〕と本実験における最高値となっているが、計算値は60〔%〕以上であり、これより大幅に低くなっている。

る。この場合も、図3-4の電位分布において発電機の下流の電界が著しく低下していることから考えると、この領域のホール係数が非常に高いためプラズマが非一様になり、結果的に実効的なホール係数が低下したためと考えられる。

一方、最高のエンタルピー抽出率が得られた負荷抵抗が0.225 [Ω]の場合、断熱効率の計算値53.8%に対して実験値は37.4 [%]とあまり変わらない。このとき、下流においても電界は維持されており、また、プラズマの挙動のところで述べたように、電子温度の測定や写真観測によってシード完全電離による一様なプラズマが得られていることが分かっており、このときの実験値と計算値の差は流路壁面での摩擦損失によるものと考えられる。負荷抵抗が0.658 [Ω]の高負荷率の場合、図3-20では断熱効率の計算値は32 [%]となっているが、これはエンタルピー抽出率を30 [%]に仮定しているためで、実際のエンタルピー抽出率9.99 [%]から計算すると断熱効率は20.8 [%]となり、実験値の14.4 [%]とあまり変わらない。このときには静圧変動の測定や写真観測によって、マグネトアコースティック不安定によると思われるプラズマの非一様が明らかになっている。しかし、この影響はあまり断熱効率に対しては現れていないようである。

以上のことを前提に、図3-20から、発電流路全域でプラズマが一様になり高いホール係数(5.02)が得られた負荷抵抗0.225 [Ω]の条件が、もっと低い負荷率(最適負荷率0.163)で実現したならば、断熱効率の計算値は64 [%]となり実験において50 [%]程度の断熱効率が期待できる。実際に、この負荷率では、先に述べたとおりホール係数が高すぎて発電流路下流域でプラズマが非一様になっていると考えられる。したがって、この負荷率とホール係数の関係を、全体的に低いホール係数側に下げることが必要と考えられる。例えば、より入口全圧の高い条件で実験を行えば、実現するものと考えられる。また、流路壁面での摩擦損失を減らすことによって、この条件で60 [%]以上の断熱効率が期待できる。さらに、本実験の負荷抵抗が0.133 [Ω]の場合、発電流路上流においてはホール係数が6.60の条件でシード完全電離による一様なプラズマが得られているので、この条件のプラズマが発電流路全域で得られれば70 [%]以上の断熱効率も可能であると考えられる。

最後に、図3-21にディスク型MHD発電機の性能を比較するために、本実験で得られた最高のエンタルピー抽出率を、マサチューセッツ工科大学(MIT)およびアイントホーヘン工科大学(EUT)の実験結果[23, 24]とあわせて示し

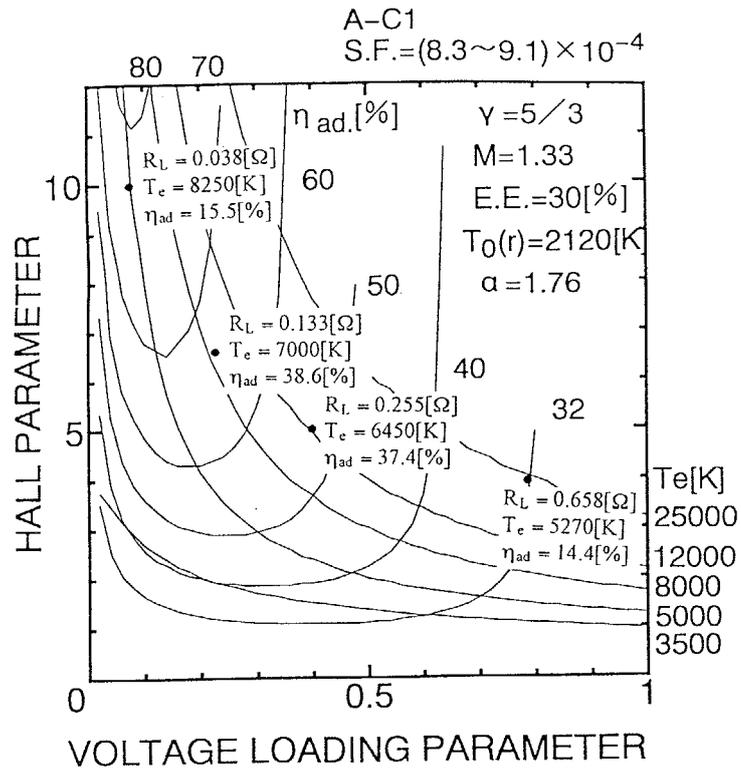


図 3 - 2 0 負荷率とホール係数に対する断熱効率と電子温度 (計算値との比較)

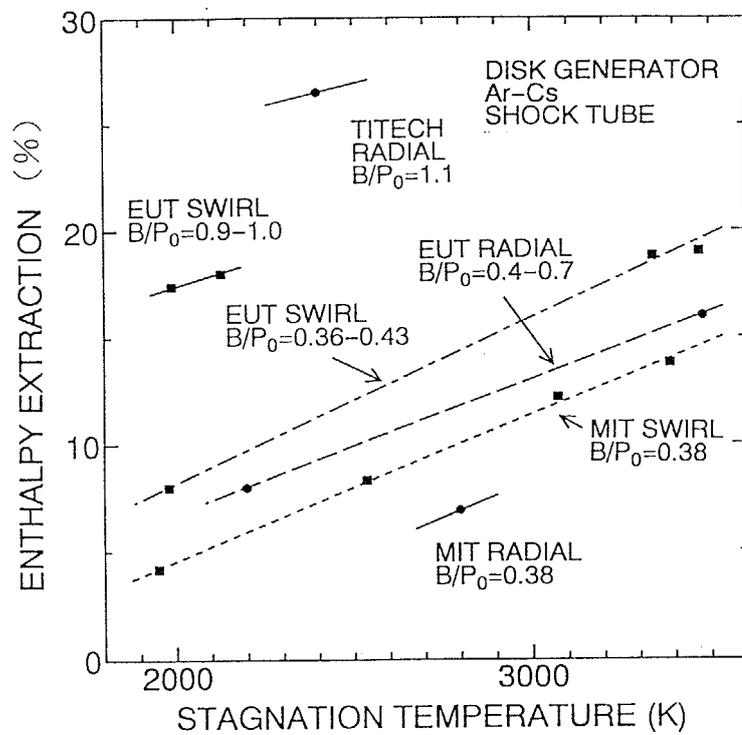


図 3 - 2 1 ディスク型 MHD 発電機の性能の比較

た。この図より旋回流の導入や磁場の強さを入口全圧で割った値 B/P_0 を高めることが、エンタルピー抽出率の向上に有利であることが分かる。また、本実験が旋回流の導入なしに行われたにもかかわらず、非常に高いエンタルピー抽出率が実現されており、旋回流の導入なしでも高い性能が期待できることが示唆される。

一方、本実験での断熱効率は 38% とまだ低い値にとどまったが、ブローダウン装置では 26% である。また、アメリカの AVCO の衝撃波管装置では入口気体温度が 4000 [K] と非常に高いときに 40% という測定結果が報告されているが[20]、実用的な入口気体温度においては、断熱効率は本実験において大幅に向上したといえる。

このような高い発電性能が得られた要因としては、 B/P_0 ($T/a t m$) が 1.1 と、高いホール係数 (5~7) の条件下で、ほぼ一様なプラズマを得ることができたこと、さらに MHD 相互作用が強い条件下で発電流路全域で流れが超音速を維持できたことが挙げられる。また、ホール係数から期待される約 70 [%] という高い断熱効率が得られなかった原因としては、発電流路壁面における摩擦損失や負荷率の整合の問題などが考えられるが、これらを解明しさらに高い断熱効率を実現していくことが今後の課題といえる。

3. 6 本章のまとめ

以上の実験結果をまとめると、次のようになる。

- (1) MHD 相互作用が強い条件下においても、シード完全電離によりほぼ一様な非平衡プラズマが得られることが分光測定および写真観測によって明らかにされた。
- (2) MHD 相互作用が強い条件下において、発電流路入口での急激な減速を避けて発電流路内全域で超音速流れを維持することができた。またノズル内のジュール加熱が超音速を維持する上で重要であることが示された。
- (3) アルゴンを作動気体としたディスク型 MHD 発電機の実験としては、これまで最高のエンタルピー抽出率 26.5% が達成できた。
- (4) 実用的な入口気体温度において、断熱効率 38% が得られ、従来の結果を大幅に向上させることができたが、ホール係数から期待される断熱効率約 70% という値と比べると、本実験における断熱効率は、依然として低い値となっている。

- (5) 断熱効率が低い原因としては、発電流路壁面における摩擦損失や負荷率の整合の問題などが考えられるが、これらを解明しさらに高い断熱効率を実現していくことが今後の課題である。

4 断熱効率とエンタルピー抽出率に対する考察

本章では、発電機の性能を評価する上で重要な断熱効率とエンタルピー抽出率について考察した。まず考察の基礎となる理論について代数式を中心にまとめ、それらの式をもとに、断熱効率とエンタルピー抽出率の関係や、シード完全電離、負荷率と断熱効率の関係などについて求めた。さらに、得られた結果をもとに諸量の間関係について調べ、発電機の設計パラメータと運転条件の設定についての考察結果を述べた。

4.1 基礎式

ディスク型発電機に対しては図1-5に示したように円筒座標系 (r, θ, z) を用いるのが適当である。ここで磁場の向きは z 方向である。以下の式は定常で、準一次元 (r 方向) [θ 方向と z 方向の分布は一様、流路断面積の変化を考慮] を仮定している。また発電機内にスワールは無い ($u_\theta = 0$) と仮定する。ディスク型発電機では、入口にスワールが存在しなくても r 方向の電流に対するローレンツ力 ($\mathbf{j} \times \mathbf{B}$) によってスワールが生ずる。しかし、ホール係数が大きい場合はスワールの影響は小さく、またスワールを考慮すると式が複雑になるため無視することにした。

ここでは、クローズドサイクルMHD発電機の作動流体である非平衡プラズマに対して2温度モデルを適用する[1, 5, 10]。すなわち、重粒子(原子、分子、イオン)の熱運動については気体温度に、電子の熱運動については電子温度に従うものとする。したがって基礎方程式は重粒子と電子のそれぞれに対する流体としての式(連続の式、運動量保存式、エネルギー保存式)と電磁気系の式からなる。さらに、MHD発電機の効率を考える上で重要となる式のいくつかについてもまとめた。

重粒子系

重粒子系の方程式は、連続の式、運動量保存式、エネルギー保存式、さらに状態方程式からなる。またこれらの式から導かれる、断熱、等エントロピーのとき

に成り立つ式（等エントロピー関係式）をまとめた。等エントロピー関係式は全温度と全圧の定義でもある。

連続の式

$$\rho u_r A = \text{const.} \quad (4-1)$$

運動量保存式

運動量の式には流体に作用するローレンツ力（ $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ ）が入るためこれを積分して代数的な保存式を得ることは一般的には不可能であるのでここでは省略する。

エネルギー保存式

壁面への熱損失を無視すると、

$$\frac{T_{0in} - T_0(r)}{T_{0in}} = E \cdot E(r) \quad (4-2)$$

$E \cdot E(r)$: 半径 r より上流でのエンタルピー抽出率

状態方程式

$$p = \rho R T \quad (4-3)$$

等エントロピー関係式

$$T = \frac{T_0}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2} \quad (4-4)$$

$$p = \frac{p_0}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \quad (4-5)$$

電子系

電子系の方程式は重粒子系と同様に、基本的には連続の式、運動量保存式、エネルギー保存式からなるが、ここでは連続の式を解いて電子密度を求めるのではなくサハ平衡（電離平衡）を仮定する。本研究で扱うプラズマでは発電機上流のノズル内などの急速に電離の進む領域以外ではサハ平衡に従っていると考えられるので、発電性能などのノズル以外の領域での問題を扱う場合はこの仮定でよいと考えられる。また電子系では運動量の式はオームの式に対応し、磁場中のプラズマに生じるホール効果を含む、一般化されたオームの式を用いる。

サハ式（電離平衡）

シード原子と希ガス原子の1価電離を仮定する。本研究ではシード原子がほぼ完全に電離する領域（シード完全電離領域）の安定なプラズマを用いて発電するので、希ガスの1価電離までを考えれば十分である。またこの領域にあるプラズマでは電離反応は電子の衝突によるものが支配的なので、この平衡は電子温度に依存する。本研究ではシードとしてセシウムを希ガスにアルゴンを用いたので、以下、それを前提とした式となっている。

$$\frac{n_e n_{Cs+}}{n_{Cs}} = \frac{(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{2Z_{Cs+}}{Z_{Cs}} \exp\left(-\frac{E_{Cs-Cs+}}{k T_e}\right) \quad (4-6)$$

$$\frac{n_e n_{Ar+}}{n_{Ar}} = \frac{(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{2Z_{Ar+}}{Z_{Ar}} \exp\left(-\frac{E_{Ar-Ar+}}{k T_e}\right) \quad (4-7)$$

これらの式を解いてそれぞれの原子とイオン、電子の数密度を求めるにはさらに以下の式が必要となる。

電荷中性の式

$$n_e = n_{Cs+} + n_{Ar+} \quad (4-8)$$

プラズマ中では必ず成り立つ。

シードの全数密度

$$n_{Cs} + n_{Cs+} = \varepsilon \cdot (n_{Cs} + n_{Cs+} + n_{Ar} + n_{Ar+}) = \varepsilon \cdot (n_{Ar} + n_{Ar+}) = \varepsilon \frac{\rho}{m_{Ar}} \quad (4-9)$$

この式はシード率の定義でもある。シード率は上流から下流まで一定と考える。電離度に差があるときの原子の拡散やイオンの移動が無視できればこの仮定は正しい。一般にシード率はかなり小さい（本研究では 1×10^{-3} 前後）のでこの様に近似される。

希ガスの全数密度

$$n_{Ar} + n_{Ar+} = \frac{\rho}{m_{Ar}} \quad (4-10)$$

上と同様にシード率が小さいときの近似である。

分配関数

分配関数はここでは本来、電子温度の関数になるが電子温度が低

く、原子やイオンが励起されることが少なく大部分が基底状態にあるときは以下のように近似される。しかしながら、本研究で扱う電子温度の範囲でも10000 [K] 以上ではセシウム原子の分配関数がこの近似からズレ始めるので厳密な議論をするときは注意する必要があると思われる。

$$\left. \begin{aligned} Z_{Cs} &= g_0(Cs) = 2 \\ Z_{Cs^+} &= g_0(Cs^+) = 1 \\ Z_{Ar} &= g_0(Ar) = 1 \\ Z_{Ar^+} &= g_0(Ar^+) = 6 \end{aligned} \right\} (4-11)$$

電離ポテンシャル

$$\left. \begin{aligned} E_{Cs-Cs^+} &= 3.89[\text{eV}] \\ E_{Ar-Ar^+} &= 15.76[\text{eV}] \end{aligned} \right\} (4-12)$$

一般化されたオームの式

本節の最初に述べたように $u_\theta = 0$ 、磁場の向きは z 方向である。定常を考えているので $\text{rot} E = 0$ より $E_\theta = 0$ 。またここでは中性原子に対するイオンの移動の効果であるイオンスリップを無視した。しかしながら、希ガスにアルゴンを用いた場合でもイオンスリップはホール係数が10以上の場合無視できなくなるので注意が必要である。また、電子密度変化の勾配は小さいとして圧力項を無視した。以上より、

$$j_r = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (E_r + \beta u_r B) \quad (4-13)$$

$$j_\theta = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (\beta E_r - u_r B) \quad (4-14)$$

これらの2つの式に対して未知数は j_r と j_θ 、 E_r の3つとなり、これだけでは解けない。実際には、このあとの電磁気系のところで示す外部負荷抵抗の式によって j_r と E_r が結びつくので解くことができる。しかし、この式は積分形となっていて解きにくいので、局所的な負荷に対応する負荷率を定義することによって、一般化されたオームの式を簡単に解くことができる。また本研究で扱うプラズマの電気伝導度とホール係数は以下のである。

負荷率の定義

$$K_h = \frac{-E_r}{\beta u_r B} \quad (4-15)$$

電気伝導度

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_e} \quad (4-16)$$

ホール係数

$$\beta = \frac{e B}{m_e \nu_e} \quad (4-17)$$

衝突周波数

$$\nu_e = \sqrt{\frac{8k T_e}{\pi m_e}} (n_{Ar} Q_{Ar} + n_{Cs} Q_{Cs} + n_{Cs+} Q_{Cs+} + n_{Ar+} Q_{Ar+}) \quad (4-18)$$

衝突断面積 [セシウム、アルゴン、イオン (クーロン衝突)]

[55, 56, 5]

$$Q_{Cs} = 0.53 \times 10^{-17} \text{ [m}^2\text{]} \quad (4-19)$$

$$Q_{Ar} = 0.46 \times 10^{-23} T_e - 0.32 \times 10^{-20} \text{ [m}^2\text{]} \quad (T_e: \text{[K]}) \quad (4-20)$$

$$Q_{Cs+} = Q_{Ar+} = 6\pi \left(\frac{e^2}{12\pi \epsilon_0 k T_e} \right)^2 \ln \left[12\pi n_e \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (4-21)$$

エネルギー式

ジュール加熱と重粒子との弾性衝突によるエネルギー損失が釣りあっているという式を用いる。ここでは、対流や熱伝導、輻射、電離衝突、励起衝突を無視している。実際これらの現象は境界層内の現象や不安定性による非一様性の成長、発電機上流のノズル内でのプラズマの急速な電離といった問題を扱わない限り無視できると考えられている。

$$\frac{j^2}{\sigma} = n_e \sqrt{\frac{8k T_e}{\pi m_e}} \left(\sum_i n_i Q_i \delta_i \frac{2m_e}{m_i} \right) \frac{3}{2} k (T_e - T) \quad (4-22)$$

$$(i = Ar, Ar^+, Cs, Cs^+)$$

エネルギー損失係数

多原子分子の場合、その回転や振動にエネルギーが伝わりやすくエネルギー損失係数は大きい。単原子分子の場合、この係数は1である。

$$\delta'_{Ar} = \delta'_{Ar+} = \delta'_{Cs} = \delta'_{Cs+} = 1 \quad (4-23)$$

ここで $n_{Ar}Q_{Ar} + n_{Ar+}Q_{Ar+} \gg n_{Cs}Q_{Cs} + n_{Cs+}Q_{Cs+}$ を仮定し、式4-4、式4-13~4-18を用いるとディスク型発電機のエネルギー式は、

$$\frac{T_e}{T_0} = \frac{1 + \frac{\gamma(1 + \beta^2 K_h^2)}{3} \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} M^2}{1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} M^2} \quad (4-24)$$

と簡単になり、気体の全温度に対する電子温度の比は負荷率とホール係数、マッハ数のみに依存することがわかる。

$n_{Ar}Q_{Ar} + n_{Ar+}Q_{Ar+} \gg n_{Cs}Q_{Cs} + n_{Cs+}Q_{Cs+}$ を仮定しないと式4-24は厳密には、

$$\frac{T_e}{T_0} = \frac{1 + \alpha \frac{\gamma(1 + \beta^2 K_h^2)}{3} \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} M^2}{1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} M^2} \quad (4-24B)$$

$$\alpha = \frac{n_{Ar}Q_{Ar} + n_{Ar+}Q_{Ar+} + n_{Cs}Q_{Cs} + n_{Cs+}Q_{Cs+}}{n_{Ar}Q_{Ar} + n_{Ar+}Q_{Ar+} + \frac{m_{Ar}}{m_{Cs}}(n_{Cs}Q_{Cs} + n_{Cs+}Q_{Cs+})}$$

となる。

電磁気系

本研究では磁気レイノルズ数が小さいので、磁場は外部から与えられる条件で一定となる。また定常を考えているので $\text{rot} E = 0$ より $E_\theta = 0$ 。電磁気系の式としては以下のようにキルヒホッフの式を用いればよい。

キルヒホッフの式

電流保存 (出力電流 [ホール電流])

$$j_r A = I_h (\text{const.}) \quad (4-25)$$

外部負荷抵抗

$$V_h = I_h R \quad (4-26)$$

出力電圧 (ホール電圧)

$$V_h = - \int_{i_n}^{o_{ut}} E_r dr \quad (4-27)$$

効 率

MHD 発電機の効率を表す式として以下の式を挙げておく。

電気出力密度

ディスク型発電機では電気出力密度は式 4-13 ~ 4-15 より

$$P = -j \cdot E = \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} K_h (1 - K_h) \sigma u_r^2 B^2 \quad (4-28)$$

電気変換効率

電気変換効率は流体に作用するローレンツ力に対抗して流体がなす仕事に対する電気出力の比である。ディスク型発電機では電気変換効率は同様に式 4-13 ~ 4-15 より

$$\eta_e = \frac{-j \cdot E}{-u \cdot (j \times B)} = \frac{\beta^2 K_h}{1 + \beta^2 K_h} (1 - K_h) \quad (4-29)$$

ポリトロープ効率と電気変換効率の関係

ポリトロープ効率は局所的な断熱効率に対応する。

$$\eta_p = \frac{\eta_e}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 (1 - \eta_e)} \quad (4-30)$$

断熱効率と出口・入口全圧比、ポリトロープ効率の関係

$$\eta_{ad} = \frac{1 - (p_{0_{out}} / p_{0_{in}})^{\eta_p (\gamma - 1) / \gamma}}{1 - (p_{0_{out}} / p_{0_{in}})^{(\gamma - 1) / \gamma}} \quad (4-31)$$

この式と断熱効率の定義式 (式 1-2) よりエンタルピー抽出率と断熱効率、出口/入口全圧比、ポリトロープ効率の4つの未知数に対して、2つの式があるので、これらの未知数の内2つから残りを求めることができる。したがってエンタルピー抽出率を仮定すれば、ポリトロープ効率から断熱効率が求められる。

4. 2 断熱効率とエンタルピー抽出率、および

出口／スロート断面積比の関係

式4-1、式4-3～4-5より、出口／入口全圧比と出口／スロート断面積比の関係が得られる。

$$\frac{p_{0out}}{p_{0in}} = \frac{A^*}{A_{out}} \frac{1}{M_{out}} \sqrt{\frac{T_{0out}}{T_{0in}}} \left[\frac{2 + (\gamma - 1) M_{out}^2}{\gamma + 1} \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (4-32)$$

さらに、この式と式1-2、式4-2より、断熱効率とエンタルピー抽出率、出口／スロート断面積比の関係が得られる。

$$\eta_{ad.} = \frac{E \cdot E}{1 - \left(\frac{A^*}{A_{out}} \frac{\sqrt{1 - E \cdot E}}{M_{out}} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \left[\frac{2 + (\gamma - 1) M_{out}^2}{\gamma + 1} \right]^{\frac{\gamma + 1}{2\gamma}}} \quad (4-33)$$

この式によって、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係を、異なった出口マッハ数と出口／スロート断面積比に対して計算したものを図4-1に示す。図よりスロートに対する出口断面積比が大きくなるほど、同じ断熱効率に対するエンタルピー抽出率が大きくなることがわかる。したがって、同じ断熱効率でもスロートに対する出口断面積比が大きい発電機ほど、高いエンタルピー抽出率となることが分かる。これは出口／スロート断面積比が大きいほど気体を大きく膨張させることができ、作動流体にそれだけ多くの仕事をさせることができるためである。出口マッハ数が1のときに、同じ断熱効率に対してエンタルピー抽出率が最も大きくなっている。これは、気体がマッハ数が1のときに同じ質量流量に対して最も小さい断面積の流路を流れることができるという性質による。

またスロートに対する出口断面積比が大きいほど、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係が、出口マッハ数の影響を受けにくくなっている。これは、出口／スロート断面積比が大きいほど、入口に対する出口全圧比が小さくなり、さらに式1-2の性質として入口／出口全圧比が小さくなるほど、入口／出口全圧比の変化に対する断熱効率の変化が鈍くなるためである。最近の実験ではディスク型発電機の出口／スロート断面積比が10以上である。この結果より、出口マッハ数が0.5から2の範囲にあると仮定すれば、これらの断熱効率はエンタルピー抽出率から容易に推定でき、また断熱効率とエンタルピー抽出率の関係はほぼ一直線となることが予想される。さらに、式4-33と式1-2、式4-29～

4-31を用いれば、負荷率とホール係数、マッハ数、出口／スロート断面積比からエンタルピー抽出率と断熱効率を同時に出すことができる。

4.3 シード完全電離

式4-6～4-12、4-16、4-18～4-21を用いて、任意の静圧と静温の条件下での電子温度に対する電気伝導度の変化を求めたものを、図4-2に示す。図より電子温度がある範囲のとき電子温度に対する電気伝導度の変化が小さい領域が現れることがわかる。これは、この領域ではシード原子がほぼ完全に電離するが、一方希ガス原子が電離し始めるには電子温度が低いためである。この領域をシード完全電離領域と呼んでいる。またこれより電子温度の低い領域をシード弱電離領域、高い領域を希ガス弱電離領域と呼んでいる。非平衡プラズマでは電流の集中するところの電子温度が上昇し、その結果電気伝導度が高くなりさらにそこに電流が集中するという電離不安定が生じやすい。シード完全電離領域にある非平衡プラズマでは、電子温度が上昇しても電子密度はほとんど増加せず、電気伝導度もそれほど変化しないため、電離不安定は起こりにくいと考えられている[10, 27]。プラズマが不安定性によって空間的に非一様になると実効的なホール係数は低下し、特にホール効果を利用するディスク型発電機では断熱効率が低下しやすい。このため高性能のディスク型発電機の開発には、シード完全電離による非平衡プラズマの電離不安定性の抑制が不可欠である。

4.4 負荷率、ホール係数と断熱効率、電子温度の関係

エンタルピー抽出率を仮定すれば、式1-2、式4-29～4-31より、マッハ数、負荷率、ホール係数から断熱効率を出すことができる。また、式4-24より気体の全温度とマッハ数、負荷率、ホール係数から電子温度を求めることができる。そこでこれらの式より、エンタルピー抽出率と気体の全温度、マッハ数を一定として、負荷率とホール係数に対する断熱効率と電子温度の変化を求めた。その結果を、図4-3に示す。この図より、ホール係数が高くなると電子温度と断熱効率はともに高くなる傾向があることが分かる。しかし、それらは負荷率にも強く依存しており、ホール係数が高くなるほど断熱効率の最大値はより低負荷率で得られ、また断熱効率が最大になるときの電子温度は、ホール係数にほとんど依存しない。この電子温度の値は、気体の全温度が2400 [K]でマッハ数が1の時、3000～4000 [K]であり、シード完全電離領域よ

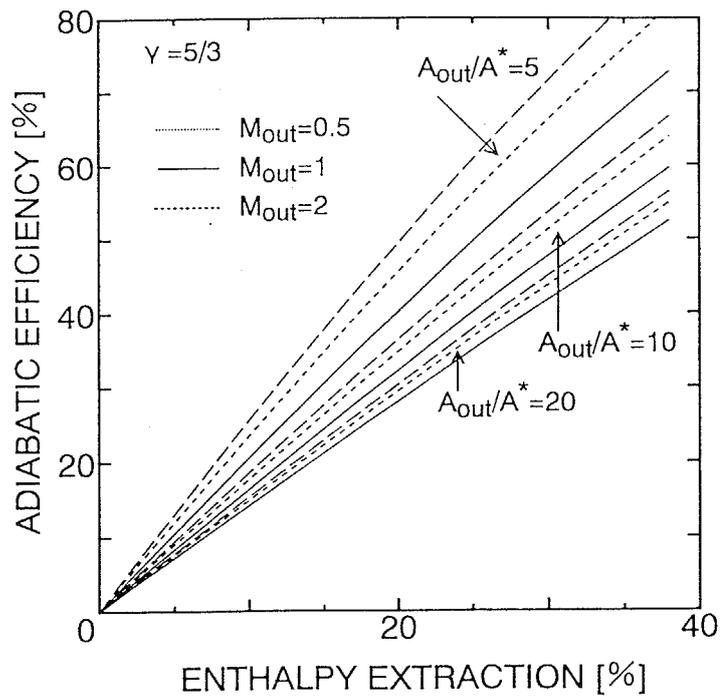


図 4 - 1 エンタルピー抽出率と断熱効率の関係 (計算)

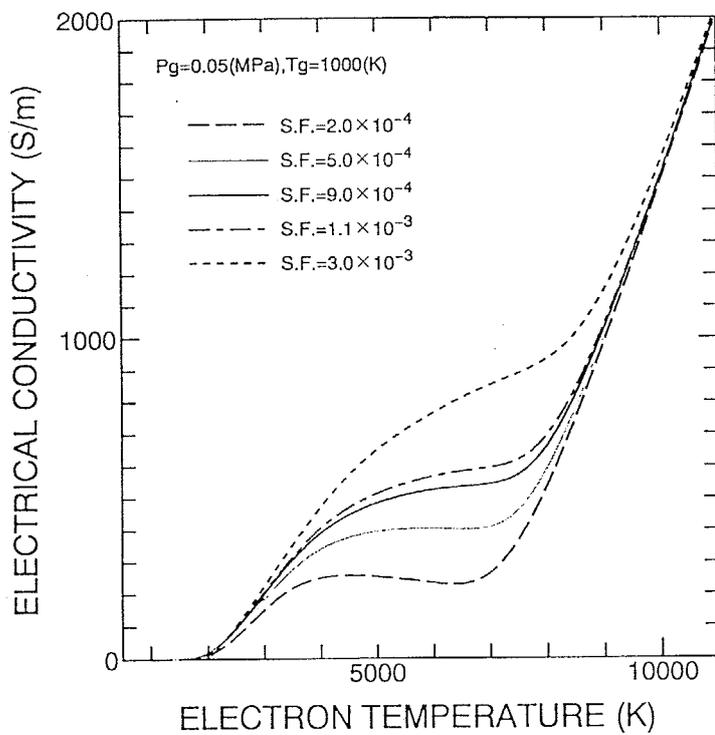


図 4 - 2 電子温度に対する電気伝導度の変化 (Ar-Cs、計算)

り少し低い程度である。(実際には本研究の実験でのシード率は高いため式、 $4-24$ を導出するときの仮定 $n_{Ar}Q_{Ar} + n_{Ar+}Q_{Ar+} \gg n_{Cs}Q_{Cs} + n_{Cs+}Q_{Cs+}$ が成り立たず、式 $4-24B$ より、この電子温度はかなり高くなり完全電離領域に十分入る。)この結果、負荷率の変化に対して断熱効率が最大になると同時に、シード完全電離による安定なプラズマが得られることが期待される。言い替えれば、負荷整合を行って最大の断熱効率が得られる条件と、シード完全電離により安定なプラズマが得られる条件は一致しており、負荷整合を行うことでこれら2つの条件を同時に満たすことができる。このため、発電性能を最大にするための2つの条件を1つのパラメータで最適化でき、他の条件に対して残りのパラメータを有効に使うことができるので、この結果は非常に重要な意味を持っていると言える。

4.5 発電機的设计パラメータ、運転条件

発電流路の設計パラメータとしては、スロート断面積、出口/スロート断面積比、発電流路長さの3つがある。これ以外にも細かいパラメータが種々あるが、本質的に発電機の特性に大きく影響するのはこれだけである。発電機の運転条件としては、磁場の強さ、入口全圧、入口気体全温度、シード率、外部負荷抵抗の5つである。これらの合計8つのパラメータに対して、発電機に要求される仕様や条件は、熱入力、エンタルピー抽出率、断熱効率、入口気体全温度、最適電子温度、最適マッハ数、最適負荷率の7つである。先に述べたように、最適電子温度と最適負荷率は同時に満たすことができるので、実質的には6つとなる。したがって、自由に設定できる発電機的设计パラメータは2つである。この2つにどのパラメータを選ぶかは一見難しそうであるが、磁場の強さと最適シード率(発電流路長さを変えることで調節できる)を選ぶことができる。これらのことを前提に、発電機的设计パラメータや運転条件を変えることで、発電機に要求される仕様や条件をどのように満足させることができるか、これまで考えてきたことをもとに簡単にそれらの対応についてまとめたものを表4-1に示す。この表のように考えると、ある発電機を設計して実験を行う場合、入口全圧、シード率、外部負荷抵抗を変化させることによって十分な断熱効率を達成できることが予想される。

しかしながら、強いMHD相互作用下(高いエンタルピー抽出率の条件下)では、これらの実験条件に対するプラズマや流体の挙動は単純ではなく、表4-1

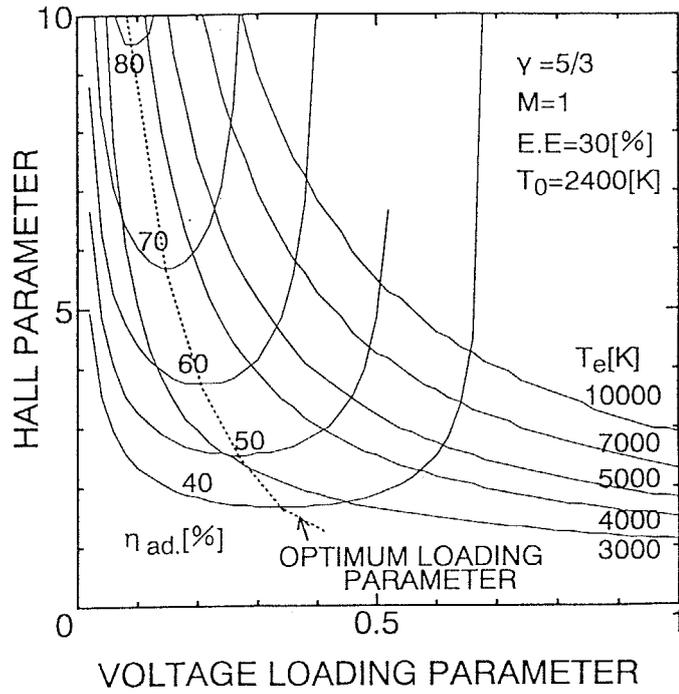


図 4 - 3 負荷率とホール係数に対する断熱効率と電子温度の変化 (計算)

表 4 - 1 発電機的设计パラメータ・運転条件と発電機に要求される仕様や条件の対応

発電機的设计パラメータ、 運転条件	発電機に要求される仕様や条件
スロート断面積	熱入力
スロート・出口断面積比	エンタルピー抽出率／断熱効率
発電流路長さ	自由 (最適シード率)
磁場の強さ	自由 (発電機全体の大きさ)
入口全圧	断熱効率 (ホール係数)
入口気体全温度	入口気体全温度
シード率	最適マッハ数
外部負荷抵抗	最適負荷率、最適電子温度

のような簡単な対応では説明できない。例えば、外部負荷抵抗が変化すると発電機内の静圧が変化しホール係数が変化する。また、発電流路上流のノズル内でプラズマが十分に電離しない場合（電離緩和過程にある場合）や、発電流路内に衝撃波が発生する場合、流路壁面での摩擦損失が大きい場合などは、現象はより複雑になる。したがって、このような場合には、各種条件の変化に対するプラズマと流体の挙動、さらに発電特性の変化などを、実験的に詳しく把握することが重要であり、本実験結果が貴重なデータを提供するものと思われる。さらに、発電機やノズル内の現象を的確に捉えた数値計算モデルの確立も重要である。

4. 6 本章のまとめ

重粒子系および電子系に対する簡単化された基礎式を用いて、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係、また負荷率とシード完全電離および断熱効率との間の関係について求め、その結果について考察した。まとめると以下のようなになる。

- (1) 同じ断熱効率でも、スロートに対する出口断面積比が大きい発電機ほど、高いエンタルピー抽出率が得られ、また発電機出口マッハ数が1の場合にエンタルピー抽出率が最も大きくなる。
- (2) スロートに対する出口断面積比が大きいほど、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係が、出口マッハ数の影響を受けにくくなる。
- (3) ホール係数が高くなると、断熱効率の最大値はより低負荷率で得られ、断熱効率が最大になるときの電子温度は、ホール係数にほとんど依存しない。
- (4) 負荷整合を行って最大の断熱効率を得られる条件と、シード完全電離により安定なプラズマが得られる条件は一致している。

5 結 論

本研究では、クローズドサイクルMHD発電の高性能化を目的として、非平衡プラズマを用いたディスク型発電機の特長について調べた。実験では、第1世代の発電プラントで使用されることが期待されるアルゴンを作動気体とし、これにセシウムを添加し、大型の衝撃波管で駆動される入口スワールのないディスク型発電機について、その発電特性、流体特性、プラズマの挙動、放電構造、さらに断熱効率について明らかにした。また、簡単化された基礎式を用いて、断熱効率とエンタルピー抽出率、負荷率と断熱効率およびシード完全電離などの間の関係に対する知見を得た。本章では、その結果をまとめ本論文の結論とした。

- 1) アルゴンを作動気体としたディスク型MHD発電機では、世界最高のエンタルピー抽出率26.5%を達成することができ、アルゴンを作動気体とした場合においても、ディスク型MHD発電機が実用化に対してほぼ十分なエンタルピー抽出率を持つことが実験的に明らかにされた。
- 2) 断熱効率についても、従来の最高値(=26%、FUJI-1)を大きく上回り、38%と大幅に向上させることができた。しかし、発電流路内のプラズマのホール係数から期待される断熱効率(約70%)に比べて、依然として低い値にとどまった。この原因として、発電流路壁面での摩擦損失や負荷率の整合の問題などが指摘された。
- 3) 強いMHD相互作用下においても、発電流路入口付近での急な減速による衝撃波的な静圧上昇をなくすことができ、発電流路全域で流れを超音速状態に維持することができた。またノズル内のプラズマのジュール加熱の重要性が示唆された。
- 4) MHD相互作用が強い条件下においても、シード完全電離によってほぼ一様な非平衡プラズマが発電流路内で得られ、このことを電子温度の測定および写真観測によって明らかにすることができた。

- 5) 同じ断熱効率でも、スロートに対する出口断面積比が大きい発電機ほど、高いエンタルピー抽出率が得られ、また発電機出口マッハ数が1の場合にエンタルピー抽出率が最も大きくなることが分かった。
- 6) スロートに対する出口断面積比が大きいほど、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係が、出口マッハ数の影響を受けにくくなることを指摘した。
- 7) ホール係数が高くなると、断熱効率の最大値はより低負荷率で得られ、断熱効率が最大になるときの電子温度は、ホール係数にほとんど依存しないことが分かった。
- 8) 負荷整合を行って最大の断熱効率を得られる条件と、シード完全電離により安定なプラズマを得られる条件はほぼ一致していることを見いだした。

今後の課題

今後の課題としては、さらに高い断熱効率を実現していくことが最も重要であると考えられる。すなわち、発電流路壁面での摩擦損失については、より流路高さの高い（熱入力の大い）発電機になるほど相対的に小さくなると予想されるが[57]、このことを実験で最終的に確認する必要がある。負荷率の整合の問題としては、これは第3章で指摘したように、負荷率に対してホール係数が変わるために生じるが、本来ホール係数が高すぎるとプラズマの不安定性によって実効的なホール係数が低下するという現象がより根本的な問題である。したがって、この現象をより詳しく解明することが重要である。またこれに関しては、より入口全圧を高くすることで全体的にホール係数を下げ、最も断熱効率を高くする負荷率で運転することも重要と考えられる。この点から、入口全圧に対する発電機の特性的変化について調べることも大切である。さらに、本研究結果で示唆されたように、ノズル内でジュール加熱を十分行うことで、流れを発電流路全域で超音速状態に維持することができるが、この効果が実験条件によってどのように変わるかが注目される。これらの点を解明していくことで、発電流路壁面での摩擦損失を減らし、また本研究のようにノズル内のジュール加熱を十分に行って発電流路内を超音速に保ちつつ、さらに本実験で得られたような十分ホール係数の高い

一様なプラズマを用い、同時に最適の負荷率において発電を行うことができれば、実用化に必要な70%以上の高い断熱効率を実現できると考えられる。

参考文献

- [1] Rosa, R. J., " Magnetohydrodynamic Energy Conversion," McGraw-Hill, New York, 1963
- [2] Yoshikawa, K. et al., " Inert Gas MHD Triple Combined Cycle (Part 1: System)," Proc. of 10th Int. Conf. MHD, 1989
- [3] 吉川 邦夫, 椋島 成治, 塩田 進, " クローズドサイクルMHD発電用蓄熱形高温熱交換器の研究 第3報, " 日本機化学会論文集, 52-475, pp. 1399, 1986
- [4] 阿部 豊, ほか, " 2000C級ペブル床超高温熱交換器の開発, " 日本機化学会論文集B編, 58巻, 553号, 1992
- [5] Mitchner, M. and Kruger, C. H., " Partially Ionized Gases," John Wiley and Sons, New York, 1973
- [6] 山岬 裕之, " 解説: 着実に進むMHD発電" 電学学会雑誌, 113巻, 7号, 473-476, 1993
- [7] Rosa, R. J., Magnetohydrodynamic Energy Conversion, McGraw-Hill, New York, 1968.
- [8] 後藤 敦, ほか, " ディスク型MHD発電機の高性能化, " 電気学会新・省エネルギー研究会, ESC-90-30, pp. 41-50, 1990
- [9] Velikov, E. P. and Dykhne, A. M., " Plasma Turbulence Due to the Ionization Instability in a Strong Magnetic Field," Proc. of 6th Int. Conf. MHD, pp. 46-54, 1963
- [10] Kerrebrock, J. L., " Nonequilibrium Ionization Due to Electro Heating: I. Theory," AIAA J., Vol. 2, No. 6, pp. 1072-1080, 1964
- [11] Brederlow, G. and Hodgson, R. T., " Electrical Conductivity in Seeded Noble Gas Plasmas in Crossed Electric and Magnetic Fields," AIAA J. Vol. 6, No. 7, pp. 1277-1284, 1968
- [12] Kerrebrock, J. L. and Dethlefsen, R., " Experimental Investigation of Fluctuations in a Nonequilibrium MHD Plasma," AIAA J., Vol. 6, No. 11, pp. 2115-2121, 1968

- [13] Hougen, M. L. and McCune, J. E., " Magnetohydrodynamic Instabilities in a Weakly Ionized, Radiating Plasma," AIAA Journal, 9, 10, 1971, pp.1947-1956.
- [14] van Veldhuizen, E. M. and Lambert, A. J. D., " Analysis of Fluctuation in a Closed Cycle MHD Generator," Proc. of 9th Int. Conf. on MHD, pp. 1588-1597, 1986
- [15] Rietjens, L. H. Th., " MHD in the Netherlands," Proc. of 10th Int. Conf. on MHD, pp. 2.5-1, 1989
- [16] Solbes, A., " Quasi-linear Plane Wave Study of Electrothermal Instabilities," Proceedings of 4th International Conference on MHD Electrical Power Generation, 1, 1968, pp.499-518
- [17] Sutton, G. W. and Sherman, A., " Engineering Magnetohydrodynamics," McGraw-Hill, 1965
- [18] Louis, J. F., " The Disk Generator, Its Status and its Potential," Energy Conversion and Management, vol. 24, No. 3, pp. 191-203, 1984
- [19] Yamasaki, H., et al., " High Enthalpy Extraction in the FUJI-1 Disk Generator Experiments," Proc. of the 10th Int. Conf. on MHD, pp. XII. 30-XII. 37, 1989
- [20] Klepeis, J. and Hruby, V. J., " MHD Power Generation Experiments with a Large Disk Channel: Verification of Disk Scaling Laws," Proceedings of 15th Symposium on Engineering Aspects of MHD, 1976, pp. VI. 3. 1-VI. 3. 6.
- [21] Hruby, V. J., " Experimental Investigation of the MHD Disk Generator with Inlet Swirl," M. S. Engineer Thesis, MIT, February, 1976
- [22] Louis, J. F., " Disk Generator," AIAA J., Vol. 6, pp. 1674-1678, 1968
- [23] Loubsky, W. J., Hruby, V. J. and Louis, J. F., " Detailed Studies in a Disk Generator with Inlet Swirl Driven by Argon," Proc. of the 15th Symp. Eng. Aspects MHD, pp. VI. 4. 1. -VI. 4. 5, 1976

- [24] Veefkind, A., Karavasilev, P. and Dalun, W., " Performance Experiments with a Shock-Tunnel-Driven Argon Cesium MHD Disk Generator," J. Propulsion, Vol. 4, No. 4, July-August 1988, pp. 363-369.
- [25] Shioda, S et al., " The FUJI-1 Facility for Closed Cycle MHD Power Generation Experiment," Proc. of the 20th Symp. Eng. Aspects MHD, pp. 6. 5. 1-6. 5. 6, 1982
- [26] Yamasaki, H., et al., " First Experiments of Closed Cycle MHD Power Generation with FUJI-1," Proc. of 8th Int. Conf. on MHD, pp. 173-180, 1983
- [27] Nakamura, T., and Riedmüller, W., " Stability of Nonequilibrium MHD Plasma in the Regime of Fully Ionized Seed," AIAA J. Vol. 12, No. 5, pp. 661-668, 1974
- [28] Yamasaki, H. and Shioda, S., " MHD Power Generation with Fully Ionized Seed," J. of Energy, Vol. 1, No. 5, pp. 301-305, 1977
- [29] Shioda, S., Yamasaki, H., Oda, T., Dahiya, R. P., Saito, S., and Shimazu, Y., " Power Generation Experiments and Prospects of Closed Cycle MHD with Fully Ionized Seed," Proceeding of 7th International Conference on MHD Electrical Power Generation, 2, 1980, pp. 685-695.
- [30] Harada, N. et al., " High Performance of a Nonequilibrium Disk MHD Generator," Proc. of 10th Int. Conf. on MHD, pp. XII. 7-XII. 13, 1989
- [31] Harada, N., et al., " High Enthalpy Extraction from a Helium Driven Disk MHD Generator," J. of Propulsion and Power Vol. 5, No. 3, pp. 353-357, 1989
- [32] Harada, N., Ishikawa, T., Kizuka, N., Nakamichi, K., Okamura, T. and Shioda, S., " Effect of Channel Shape on the Performance of Closed Cycle MHD Generator," Proc. of 11th Int. Conf. MHD, Vol. 4, pp. 1161-1166, 1992
- [33] Harada, N et al., " Recent Studies on Closed Cycle MHD Power Generation," Proc. of 30th Symp. on Eng. Asp. of MHD, 1992

- [34] Harada, N., Kizuka, N., Okamura, T. and Shioda, S., "Improvement of Enthalpy Extraction above 30% in Disk CCMHD Generator with Inlet Swirl," AIAA 24th Plasmadynamics and Lasers Conference AIAA 93-3190, 1993
- [35] Harada, N., et al., "Demonstration of Enthalpy Extraction over 30% with Shock-Tube Driven Disk MHD Generator," The 31st Symposium on Engineering Aspects of MHD, 1993.
- [36] 原田 信弘, 他4名, "入口スワールを有するディスク型CCMHD発電機の発電特性-30%を超えるエンタルピー抽出率の実証-" 電学論B, 114, pp.626-632, 1994
- [37] Yamasaki, H., et al., "High Interaction Disk Experiments in the FUJI-1 Facility," Proc. of the 26th Symp. Eng. Aspects MHD, pp. 7.1.1-7.1.7, 1988
- [38] Yamasaki, H., et al., "High Interaction Disk Experiments in the FUJI-1 Facility(Additional Paper)," Proc. of the 26th Symp. Eng. Aspects MHD, 1988
- [39] Harada, N., et al., "High Enthalpy Extraction Demonstration with Closed Cycle Disk MHD Generators," Proc. of the 28th Symp. Eng. Aspects MHD, pp. IX. 3.1-XI. 3.8, 1990
- [40] Harada, N., et al., "Results of FUJI-1 Power Extraction Experiments Driven by Helium," Proc. of the 29th Symp. Eng. Aspects MHD, pp. VIII. 3.1-VIII. 3.9, 1991
- [41] 角田 和巳, 他6名, "強いローレンツ力下での超音速流れ(断面積比の影響と圧力損失)," 機械学会論文集B編, 58巻, 550号, pp.115, 1992
- [42] Harada, N., Suekane, T., Okamura, T., Yoshikawa, K., Kabashima, S., Yamasaki, H. and Shioda, S., "Improvement of Generator Performance in FUJI-1 CCMHD Blow-Down Experiment," Proc. of 31st SEAM, 1993, pp. IVa.1:1-9.
- [43] 斎藤 義則, 他6名, "ディスク型MHD発電流路内の流れの挙動," 機械学会論文集B編, 56巻, 524号, pp.996, 1990

- [44] 斎藤 義則, 他 6 名, " ディスク型 MHD 発電の性能に対する上流全圧の影響, " 機械学会論文集 B 編, 57 巻, 535 号, pp. 217, 1991
- [45] Harada, N., Suekane, T., Tsunoda, K., Yoshikawa, K., Yamasaki, H., Kabashima, S., Shioda, S., Hasegawa, Y., Ishimura, M., Douzono, Y., and Ikeda, S., " Results of FUJI-1 Power Extraction Experiment Driven by Helium, " Proceedings for the 29th Symposium on Engineering Aspects of MHD, 1991, p. VIII. 3. 1-VIII. 3. 9.
- [46] Harada, N., Suekane, T., Tsunoda, K., Okamura, T., Yoshikawa, K., Yamasaki, H., Kabashima, S., Shioda, S., Hasegawa, Y., Ikeda, S., Douzono, Y., and Ishimura, M., " Experimental Studies of Closed Cycle MHD Power Generation with FUJI-1 Blow-down Facility, " Proceedings of the 11th International Conference on MHD Electrical Power Generation, 4, 1992, pp. 1153-1160.
- [47] 吉川 邦夫, 梶島 成治, 塩田 進, " クローズドサイクル MHD 発電用蓄熱形高温熱交換器の研究 第 1 報, " 日本機械学会論文集, 51-461, pp. 370, 1985
- [48] 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)
- [49] 下條 竜夫, 他, " F u j i - 1 装置での最近の実験結果 その 3, " 新省エネルギー研究会, ESC-88-15, 電気学会, 1988
- [50] 山岬 裕之, ほか 9 名, " 「 F U J I - 1 」 装置の現状報告, " 第 9 回エネルギー利用と直接発電シンポジウム, pp. 269-276, 1987
- [51] 山根 隆一郎 他 3 名, " 放射状超音速流中の擬似衝撃波に関する研究, " 日本機械学会論文集, 50-453, B (1984), pp. 1213-1221.
- [52] 山根 隆一郎, 大島 修造, 岡田 桂二, " 旋回のある放射状超音速流れ中の擬似衝撃波, " 日本機械学会論文集, 49-447, B (1983), pp. 2632-2637
- [53] Kerrebrock, J. L., " Magnetohydrodynamic Generators with Nonequilibrium Ionization, " AIAA J., Vol. 3, No. 4, pp. 591-601, 1965

- [54] Harada, N., " High Enthalpy Extraction Experiments in Nonequilibrium MHD Electrical Power Generators," 東京工業大学博士論文, 1988
- [55] Visonti, P. J., Slevin, J. A. and Rubin, K., " Absolute Total Cross Sections for the Scattering of Low-Energy Electrons by Rubidium, Cesium, and Potassium," Physical Review A, vol. 3 No. 4, pp. 1310-1317, 1971
- [56] Golden, D. E., " Comparison of Low-Energy Total and Momentum-Transfer Scattering Cross Sections for Electron on Helium and Argon," Physical Review, vol. 151 No. 1, pp. 48-51, 1966
- [57] Matubara, H., Kabashima, S., Yamasaki, H. and Shioda, S., " Design of Helium-Driven MHD Disk Generators with High Performance," Energy Conversion and Management, 30, 1 1990, pp. 56-67.

謝辞

本研究にあたり、お世話になった方々にここに感謝の意を表します。

指導教官の塩田進教授、山岬裕之教授には本論文をまとめるにあたり、貴重な助言と励ましをいただきました。山岬裕之教授には本論文の作成の最後にいたるまで助けていただきました。本当にありがとうございました。

椛島成治教授、吉川邦夫助教授、原田信弘助教授、岡村哲至助教授、奥野喜裕助教授、末包哲也助手、大柿久美子技官、高橋浩技官には、私が長津田キャンパスにいたときからお世話になりました。感謝します。

大久保雅章助手には、研究を進める上で必要なことをいろいろと教えていただきました。

嶋田隆一教授、三浦友史氏、片山靖氏には実験装置の磁場コイルとその電源装置の製作にあたり、全面的に協力していただきました。

東芝の池田三郎氏には衝撃波管の製作と設置のときにたいへんお世話になりました。

工業技術院機械技術研究所の長谷川裕夫氏には長津田キャンパス時代から分光測定とシード関係でたくさんの事を教えていただきました。

河合秀治氏をはじめとする長津田キャンパスの特に実験関係の学生には、私が大岡山キャンパスで実験を始めるにあたり、多くの援助をいただきました。

根津篤技官には、実験装置の製作にあたり、研究室の一員としてたくさんの仕事をしていただきました。

最後に、研究室の学生として、また共同研究者として苦勞を共にしてくれた、原 貴氏、丹羽芳充氏、金子哲也氏、桐村拓未氏、種元文周氏、筒井賢氏、山田和伴氏、山下顕氏、長崎芳樹氏、櫛田ルナさん、早川一彦氏、高田雅章氏に感謝します。