

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	電磁流体相互作用を用いたスクラムジェットエンジンの性能
Title(English)	Performance of scramjet engine with MHD interaction
著者(和文)	神永 晋
Author(English)	Susumu Kaminaga
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6526号, 授与年月日:2006年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:山岬裕之
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第6526号, Conferred date:2006/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

平成 17 年度学位論文

電磁流体相互作用を用いた
スクラムジェットエンジンの性能

Performance of Scramjet Engine with MHD Interaction

東京工業大学 大学院総合理工学研究科 創造エネルギー専攻
03D31038 神永 晋

指導教員
山岬 裕之 教授
富岡 定毅 連携助教授

平成 18 年 1 月

目次

第 1 章 序論	1
1.1 スクラムジェットエンジン	1
1.2 MHD と MHD 技術の応用	3
1.3 MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジン	4
1.4 本論文の目的	6
第 2 章 MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジンの 準一次元モデル	7
2.1 モデル化と計算手法	7
2.1.1 モデル化	7
2.1.2 基礎方程式	7
2.1.3 解析手法	11
2.2 本論文における計算条件	13
2.2.1 計算条件	13
2.2.2 計算対象とその基本的特性	14
第 3 章 高マッハ数における MHD エネルギーバイパス スクラムジェットエンジンの性能	17
3.1 はじめに	17
3.2 システムの設計と計算条件	17
3.2.1 計算条件	17
3.2.2 MHD 発電機の位置	18
3.2.3 MHD 加速器の位置	21
3.2.4 燃焼制御方法の違いによる性能の変化	23
3.3 化学平衡を仮定した場合の性能	27
3.3.1 流体諸量に関する考察	27
3.3.2 壁面摩擦に関する考察	31
3.3.3 MHD 負荷条件と推進性能に関する考察	35
3.3.4 エンジン入口マッハ数に対するエンジン性能の変化	38
3.4 MHD エネルギーバイパスの利用による点火への影響	43
3.4.1 高縮流比計算モデルと計算条件	43
3.4.2 MHD 発電機における圧縮と点火遅れに関する考察	44
3.5 まとめ	49
第 4 章 境界層剥離条件を考慮したスクラムジェットエンジンの性能	51
4.1 はじめに	51
4.2 境界層のモデルと剥離の評価方法	52
4.3 MHD エネルギーバイパスが境界層剥離に与える影響と性能の変化	54
4.3.1 流体諸量に関する考察	54
4.3.2 境界層剥離を制約条件とした場合の推進性能に関する考察	57
4.3.3 異なるマッハ数における性能の比較	61
4.4 まとめ	63

第 5 章 外部エネルギー源を用いたスクラムジェットエンジンの性能	64
5.1 はじめに.....	64
5.2 計算モデル.....	64
5.3 推進性能に関する考察.....	65
5.3.1 推力に関する考察.....	65
5.3.2 比推力に関する考察.....	69
5.4 まとめ.....	70
第 6 章 結論と今後の課題	71
6.1 本研究の結論.....	71
6.2 今後の課題.....	72
付録 A インレット部のモデル化に関する検討	74
付録 B 境界層に関する方程式の導出	77
付録 C 摩擦係数のモデルに関する検討	82

記号表

A	: 断面積 (Cross sectional area) [m^2]
A_{wet}	: 検査体積濡れ断面積 (Wet area in a control volume) [m^2]
$B, \mathbf{B}$	: 磁束密度、磁束密度ベクトル (Magnetic flux density) [T]
C	: 定数項 (Constant term)
C_f	: 摩擦係数 (Friction coefficient) [-]
c_p	: 定圧モル比熱 (Molar specific heat at constant pressure) [$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$]
D	: 矩形断面の短辺長さ (Length of the short edge of a cross section) [m]
D_h	: 水力直径 (Hydraulic diameter) [m]
$E, \mathbf{E}$	: 電界強度、電界強度ベクトル (Electric field) [V m^{-1}]
F	: 単位長さの検査体積に働く外力 (External force) [N m^{-1}]
h	: エンタルピー (Enthalpy) [J]、高さ (Height) [m]
H	: 高度 (Altitude) [m]
ΔH^0	: 標準生成エンタルピー (Standard enthalpy change of formation) [J mol^{-1}]
I	: 衝撃関数 (Impact function) [N]
$j, \mathbf{j}$	: 電流密度、電流密度ベクトル (Current density) [A m^{-2}]
l	: 代表長さ (Characteristic length) [m]
M	: マッハ数 (Mach number) [-]
$\dot{m}_{fuel}$	: 燃料質量流量 (Mass flow rate of the fuel) [kg s^{-1}]
$\dot{n}$	: モル流量 (Mole flow rate) [mol s^{-1}]
p	: 圧力 (Pressure) [N m^{-2}]
p_{in}	: 衝撃波列前方圧力 (Pressure in front of a shock train) [N m^{-2}]
p_s	: 燃焼器最大圧力 (Combustor maximum pressure) [N m^{-2}]
Q	: エネルギー変換量 (Amount of energy conversion) [J]
q_0	: 飛行動圧 (Dynamic pressure) [N m^{-2}]
q	: 熱入力 (Heat input) [J]
$\bar{R}$	: 平均気体定数 (Mean gas constant) [$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$]
Re	: レイノルズ数 (Reynolds number) [-]
s_{gen}	: MHD 発電機における相互作用係数 (Interaction parameter at MHD generator) [-]
s_{acc}	: MHD 加速器における相互作用係数 (Interaction parameter at MHD accelerator) [-]

St	: 衝撃波列長さ (Shock train length) [m]
T	: 温度 (Temperature) [K]
u, U	: 流速 (Velocity) [m s^{-1}]
x	: 流れ方向座標 (Axial coordinate)
y	: 流れと直行する座標 (Coordinate perpendicular to axial direction)

Greek

δ_1	: 境界層排除厚さ (Boundary layer displacement thickness) [m]
δ_2	: 境界層運動量厚さ (Boundary layer momentum thickness) [m]
δ_u	: 境界層速度厚さ (Boundary layer velocity thickness) [m]
γ	: 比熱比 (Specific heat ratio) [-]
η_{acc}	: 加速効率 (Acceleration efficiency) [-]
η_e	: 電気変換効率 (Electrical efficiency) [-]
η_c	: 燃焼効率 (Combustion efficiency) [-]
μ	: 粘性係数 (Coefficient of viscosity) [-]
ν	: 動粘性係数 (Dynamic coefficient of viscosity) [-]
ρ	: 密度 (Density) [kg m^{-3}]
ϕ	: 当量比 (Equivalence ratio) [-]

Subscripts

1	: 検査体積入口 (Control volume inlet)
2	: 検査体積出口 (Control volume exit)
<i>compressible</i>	: 圧縮性を考慮した場合 (Terms regarding compressibility)
<i>combustor</i>	: 燃焼器 (Combustor)
<i>e</i>	: 主流状態 (Main stream)
<i>exit</i>	: エンジン出口 (Engine exit)
<i>friction</i>	: 摩擦 (Friction)
<i>in</i>	: エンジン入口 (Engine inlet)
<i>incompressible</i>	: 比圧縮と仮定した場合 (Terms not regarding compressibility)
<i>j</i>	: 化学種 (Chemical species)
<i>MHD</i>	: MHD 相互作用 (MHD interaction)

第 1 章 序論

1.1 スクラムジェットエンジン

ライト兄弟が 1903 年に人類初の動力飛行を成功させてから 100 年余り経ち、人々は大陸間を快適な旅客機で移動する時代となった。また、旧ソビエト連邦が 1957 年に人類初の人工衛星スプートニクを打ち上げてから 50 年ほどが経ち、多くの人工衛星が打ち上げられ、人類の生活を支えている。現在の宇宙輸送を担っているのはロケットである。ロケットはその重量の大半が燃料と酸化剤であり、輸送できる貨物の重量を制限する大きな要因となっている。また、ロケットは使い捨ての輸送機であるので、一度の宇宙輸送に対して高価な製造コストがかかる。大気中を飛行している間は大気中の酸素を酸化剤とする、空気吸い込み式のエンジンを利用することができれば、搭載必要な酸化剤の量を減らすことができるので、輸送能力を高めることが可能であると考えられている。また、飛行機のように飛行場から発着し、再使用可能であれば、一度の輸送に必要なコストも削減することが可能である。このように、大気圏内では飛行機のように飛行し、空気吸い込みエンジンを利用する宇宙輸送システムが期待されている。一方で、現在航空機に使用されている空気吸い込み式エンジンはエンジンはターボジェットエンジンやターボファンジェットエンジンが主流であり、飛行マッハ数 3 程度が効率的な使用範囲の限界となっている [1]。

より容易な宇宙へのアクセスを可能にするためには、超音速から極超音速までの幅広いマッハ数領域で効率的な加速が可能な空気吸い込み式の推進器が必要である。そこで、飛行マッハ数 4 から 12、またはそれ以上での効率的な推進を可能にする推進器としてスクラムジェットエンジンの研究開発が行われている [2, 3]。宇宙航空研究開発機構（JAXA）の角田宇宙センターではラムジェットエンジン試験設備（図 1.1）を整備し、飛行マッハ数 4、6、および 8 の条件でスクラムジェットエンジンの試験が行われてきた [4]（図 1.2）。

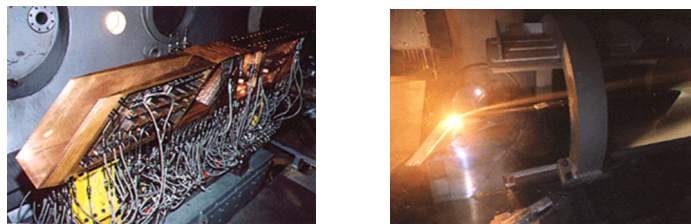


図 1.1 角田宇宙センターのラムジェットエンジン試験設備（提供 JAXA）



(提供 JAXA)

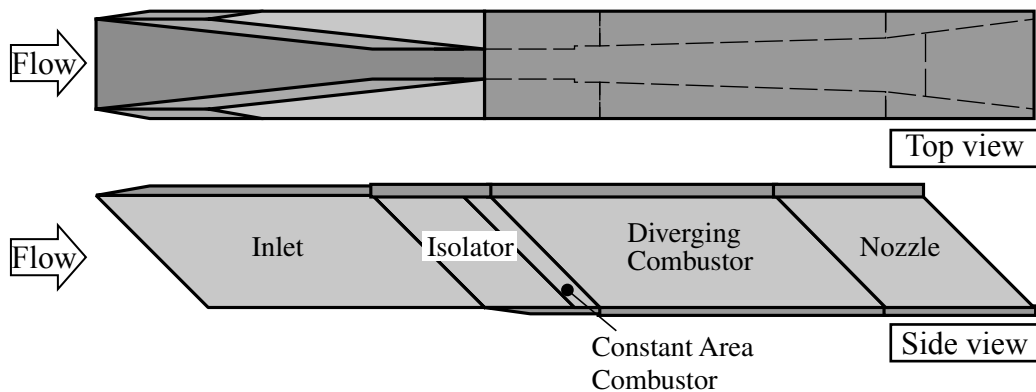


図 1.2 JAXA にてマッハ数 4 の試験に用いたエンジン形状の一例

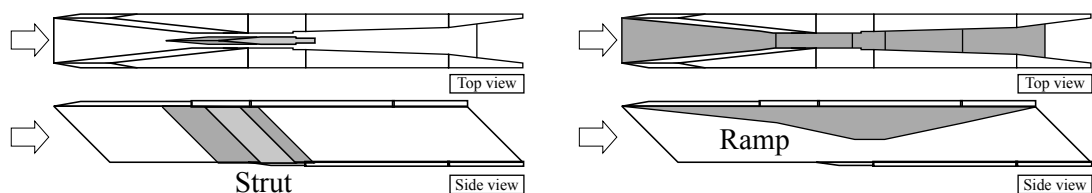


図 1.3 ストラットやランプの挿入例

スクラムジェットエンジンにおける課題のひとつは、飛行マッハ数に応じてエンジンの形状を最適に設定する必要があるということである [4, 5]。エンジン入口断面積と燃焼器入口断面積の比を縮流比と呼ぶが、低い飛行マッハ数では、縮流による超音速流れの閉塞および不始動を防ぐため、高い縮流比の流路を用いることができない。一方で、高い飛行マッハ数では十分な圧縮を得るために縮流比を高くする必要がある。高い飛行マッハ数を模擬した条件では縮流比を高め、点火・保炎性能を改善するためにストラットの挿入やランプを取り付けた実験が行われてきた (図 1.3)。しかし、ストラットの挿入は内部抗力の増加につながる事が指摘されている [6]。飛行条件に合わせて形状を変化させる方法としてインレット部 (inlet) を可動にする方法が挙

げられる。しかし、インレット部を可動にするためには油圧機構などを組み込む必要があり、構造的な脆弱性と重量の増加につながる。また、可動部分は冷却が困難になるため、実際的な方法とはいえない。このため縮流比を固定した場合には低マッハ数での始動性を得るために低い縮流比での固定が必要である。よって、低縮流比でありながら、高いマッハ数においても十分な圧縮と点火性能を確保するという矛盾する要求を満たす技術が必要とされている。

このように、点火性能の確保が重要であるが、その反面、点火が実現した場合には急激な圧力上昇を生じることも問題となっている。燃焼器入口付近の圧力上昇が境界層の剥離限界を超える場合には、この圧力上昇が剥離した境界層内を伝播して上流に移動する。この境界層剥離がインレット部に達するとエンジンの不始動につながり、有効な推力を発生できなくなる。この現象は特にマッハ数 4 や 6 の低いマッハ数の飛行条件における試験で指摘されている [7, 8]。JAXA では、分離部 (isolator) の延長 [7] や境界層の抽気および燃料の多段噴射 [9] などの方法によって性能の向上が試みられてきた。また、エンジンの吸い込む境界層厚さを変化させ、エンジン内においてより剥離しにくい流れを作ることによって不始動となる燃焼器圧力が変化することも報告されてる [10]。

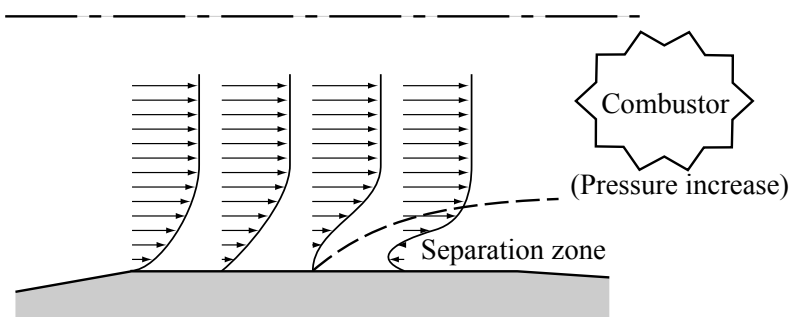


図 1.4 燃焼器における圧力の上昇による境界層剥離

以上のように、マッハ数 4 以上の超音速で運転可能な空気吸い込みエンジンとして開発が待たれるスクラムジェットエンジンであるが、上記のような問題点について総合的な解決が必要である。

1.2 MHD と MHD 技術の応用

近年、流体と電磁界の相互作用を応用する電磁流体力学 (Magnetohydrodynamics; MHD) の研究が行われている。流体と電磁界の相互作用 (以下 MHD 相互作用) とは、導電性のある流体に磁界および電界 (電流) を印加することによって、ローレンツ力が生じ、流体に体積力が加わることである。導電性のある流体がローレンツ力に逆らって磁界中を動くことによってファラデーの電磁誘導の法則に従い、起電力が生じ、電力を取出すことが可能である [11]。逆に、導電性のある流体に磁界および外部電源を用いた電界を作用させることによって流れを加速・減速することも可能である。この運動エネルギーと電気エネルギーの変換は電流に働くローレンツ力を介して行われ、タービンやコンプレッサーなどの回転という機械的なエネルギーに変換する

ことなく直接流体のもつ運動エネルギー・熱エネルギーを電気エネルギーに変換が可能であり、その逆も可能である。

MHD 相互作用を応用した主な技術として MHD 発電があげられる。この発電技術については 1960 年代から盛んに研究され、東京工業大学における実験的および数値的研究によって高い発電効率が示され [12, 13]、現在は連続的な発電の実証に向けた研究が行われている [14]。また、発電と逆の原理である MHD 加速についても世界的に研究されており [15]、その有効性について様々な検討がなされている。

MHD 発電や MHD 加速は、可動部分を持たないエネルギー変換または流体の制御技術として注目されている。航空宇宙分野では、超音速や極超音速、さらには大気圏への再突入など極限的な状態における積極的な流れ制御方法としての応用が考えられている。極超音速飛行や再突入の際には機体前縁に生じる衝撃波や摩擦によって飛翔体周りの流れが非常に高温となるため、機体に対する熱負荷が大きな問題となる。ここで、MHD 相互作用を用いて流体にローレンツ力を作用させることによって衝撃波を離脱させる方法が提案されている [16, 17]。また、MHD を用いた衝撃波制御の応用として、スクラムジェットエンジンなどの空気吸い込みエンジンを推進器とするような飛翔体の空気取り入れ口の流れ制御に関する応用も検討されている [18, 19]。さらに、壁面近傍の流れに着目し、MHD を用いて境界層の剥離制御を行う方法も検討されている [20]。スクラムジェットエンジンは可動部分を持たず、軸出力を取出すことができないので、機上で消費する電力は別途発電する必要がある。ここで、同じく可動部分を持たない MHD 発電機をスクラムジェットエンジン内に設置することによって効率的かつ大出力の電力を得るという方法も提案されている [21]。

1.3 MHD エネルギーバイパス スクラムジェットエンジン

MHD 技術の航空宇宙分野への応用が注目されていることについて述べたが、特に MHD エネルギーバイパスという方法を用いたスクラムジェットエンジンの性能改善についても多くの研究がなされている [22-31]。MHD エネルギーバイパスとは、スクラムジェットエンジンの燃焼器より前方に MHD 発電機を、また燃焼器下流に MHD 加速器を設置し、新たにエネルギーを消費することなく燃焼器に流入する流れの状態を変えることができるシステムとして考えられている。このシステムが提案された当初はラムジェットエンジンのインレット部に生じる垂直衝撃波の全圧損失の緩和のためであったが、近年では超音速燃焼を行うスクラムジェットエンジンにおいても有効であると考えられている。システムの検討 [22, 26, 30, 31] とともに、化学反応を詳細に検討した研究 [23] や三次元シミュレーション [24]、最適形状の設計 [25] などに関する研究も進められてきた。しかし、Riggins[24] が流路形状の最適化の必要性について考察しているが、多くの研究は予め気流条件に最適化された流路形状をそのまま用いて MHD エネルギーバイパスの応用について検討している [22, 25-27]。また、Sheikin ら [28, 29] は固定した形状に対して気流条件を変化させた検討を行っているが、考察

は設計飛行マッハ数よりも低い場合に限ったものであった。これら参考文献 [23-29] で扱われているスクラムジェットエンジンは、飛行マッハ数 10 程度の気流に対して最適化されており、縮流比 10 前後を仮定している。このような縮流比の高いエンジンは高い飛行マッハ数の領域で優れた性能を発揮するが、理想的な等エントロピー圧縮を仮定しても飛行マッハ数 4 以下では流れの閉塞のため運転が不可能である。実際は境界層剥離などの制約によって、さらに運転可能な飛行マッハ数の下限は高くなる。単段式宇宙往還機 (SSTO) や 2 段式宇宙往還機 (TSTO) の輸送機に組み込むことを考えた場合、低飛行マッハ数領域で推力を得るためには機械的な可変インレット機構や異なる推進システムの併用が必要となる。MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジンに関するいずれの研究においても、MHD 発電機は流速やマッハ数を低下させ、圧力を上昇させる、すなわち圧縮を促進する機器であるとしているにも関わらず、設計マッハ数より高いマッハ数領域での応用を目的とした研究がほとんどなされていない。

また Bityurin ら [30] および Lichford ら [31] は、唯一設計マッハ数よりも高いマッハ数での応用を検討した結果を示しているが、ここで仮定された解析モデルはインレット部や燃焼器などの性能を個別の効率で与える非常に簡略化されたものであった。特に、超音速では壁面摩擦が性能に大きく寄与するが、MHD エネルギーバイパスが摩擦に与える影響については言及されていない。また、制約条件として燃焼器内の総温の最大値を与え、この総温に達するまで熱入力を行うと仮定しているが、発熱量は燃料の投入量と化学反応を考慮すべきである。さらに、燃焼器より下流側の MHD 加速器においてはエネルギー入力となされるにも関わらず、総温の制約が与えられていない。Bityurin ら [30] および Lichford ら [31] は、これら非現実的な仮定の下に設計マッハ数よりも高いマッハ数において MHD エネルギーバイパスの応用が推進性能の向上につながると結論付けている。よって、より詳細なモデル化と現実的な制約条件を用いて評価する必要がある。

さらに、超音速流れにおける MHD 相互作用の応用の一つとして、近年境界層剥離の制御のための MHD 利用に関する基礎的な検討がはじめられている [20]。一方で、この技術を応用したスクラムジェットエンジン内の境界層制御に対する検討はいまだ報告されていない。MHD 相互作用を利用すると流れの加減速が可能であり、それに伴った境界層の発達に変化があると考えられる。実際、液体金属の MHD 発電機に関する数値的検討では MHD 発電時に主流流速が減少する反面、境界層付近が加速されるという結果が報告されている [32]。同様の効果がスクラムジェットエンジンの燃焼器前方で期待できるならば、境界層の剥離に伴う不始動を抑制できる可能性がある。

また、MHD 発電は圧力損失を伴うため、MHD 加速器の電源として MHD 発電機に代わる外部電源を用いた推進器は高い推進性能を達成できる可能性がある。MHD 加速に関しては、高エンタルピー風洞を目的とした MHD 加速器について長く研究されてきたが [15]、航空推進用のエンジンとしての研究は未だ少ない。その中でも、推進器単体の特性に関する考察は報告されているが [33, 34]、スクラムジェットエンジン

へ組み込んだシステムの性能評価はなされていない。MHD 加速器は可動部分を持たない推進器であるので、高飛行マッハ数においても推力を発生することが可能であると考えられ、スクラムジェットエンジンを含めたシステムの評価が期待される。

1.4 本論文の目的

本論文では、前述の背景をもとに MHD 相互作用を用いたスクラムジェットエンジンの性能向上可能性について検討することを目的とする。

第 2 章では、計算手法および計算条件についてまとめる。

第 3 章では、インレット部での圧縮を促進する方法として MHD エネルギーバイパスを用いた場合の性能について検討することを目的とする。

第 4 章では、スクラムジェットエンジンの境界層剥離に伴う不始動条件の改善のために、MHD エネルギーバイパスを用いた場合の性能について検討することを目的とする。

第 5 章では、MHD 発電機が大きい圧力損失を伴うことを考慮し、MHD 加速器の電源として外部発電機を用いた場合の性能について検討する。

第 6 章では本研究によって得られた結果をまとめ、結論とする。

第 2 章

MHD エネルギーバイパス スクラムジェットエンジンの 準一次元モデル

2.1 モデル化と計算手法

2.1.1 モデル化

本研究では、多くの気流条件や MHD 負荷条件において計算を行い、性能を比較することが目的である。そのため、計算時間を短縮する必要があるため、モデルを簡略化する必要がある。そのための仮定として、電離過程は考慮しない。また、インレット部に生じる斜め衝撃波の影響も無視する。

実際に MHD 相互作用を行うためには流れの電離が必要となる。その方法としてはシード物質の噴霧 [23] や電子ビーム [21] などが考えられている。シード物質とは、電離ポテンシャルの低いセシウムやカリウムであり、噴霧される量はエンジンに取り込む空気に対して微量であるので、熱的・質量的に主流状態に大きい影響を与えることはないと考えられる。また、電子ビームを用いた場合には、その消費電力は本研究で対象としているエンジンのスケールで数百 kW と試算されており [21]、主流のエンタルピーに対して ~5% であるので、本解析によって得られる結果はこれらを考慮しても大きく変化しないと考えられる。

また、スクラムジェットエンジンはインレットに斜め衝撃波が存在し、全圧損失の原因となるが、本論文では次の理由から考慮しないこととした。1) 二次元または三次元的な現象であるため、準一次元計算において斜め衝撃波をモデル化することはできない。2) 斜め衝撃波による全圧損失は壁面摩擦による全圧損失に比べて小さい。3) 3.2 節では MHD 発電機の位置を変えた検討を行ったので、流れの分布を解く必要であり、実験式などから導かれる離散的なモデル化は適さない。4) 3.3 節以降ではインレット部には MHD 機器を設置しないので、インレット部における流れは MHD エネルギーバイパスの有無に関わらず共通であるので、本論文の目的である MHD の有無による性能の変化に定性的な影響を与えない。

インレット部のモデル化に関する検討は付録 A に添付した。

2.1.2 基礎方程式

スクラムジェットエンジン流路内の、ある検査体積について考え、基礎方程式を導く。検査体積の概念図を図 2.1 に示す。添え字は上流側断面を 1、下流側断面を 2 と

する。この検査体積について質量の保存則、運動量の保存則、エネルギーの保存則を用いて基礎方程式を導出する。

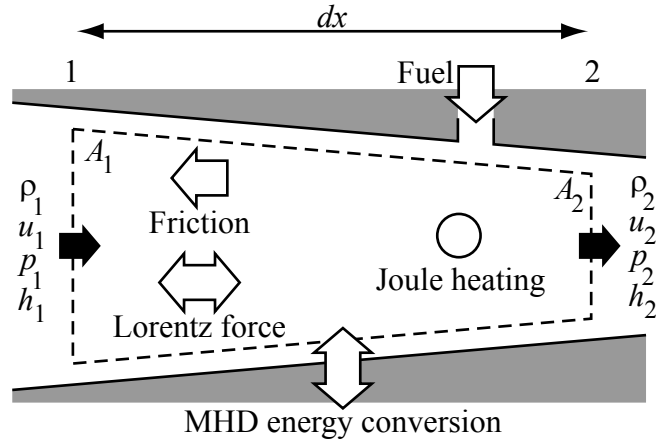


図 2.1 検査体積の概念図

- 連続の式

検査体積での質量流量の増減は燃料の注入によるもののみであるので、断面 1 から流入する質量流量と燃料の質量流量の和が断面 2 から流出する質量流量となる。よって質量の保存則より、密度 ρ 、流速 u 、断面積 A および燃料の質量流量 $\dot{m}_{fuel}$ を用いて式 (2.1) を得る。燃料の質量流量はエンジンに流れ込む空気に対する化学量論混合比、または各位置で指定した当量比から求める。

$$\rho_1 u_1 A_1 + \dot{m}_{fuel} = \rho_2 u_2 A_2 \quad (2.1)$$

- 運動量の式

燃料の注入は流れに対して垂直に行われるものと仮定し、燃料の注入による運動量の変化はないものとする。検査体積に働く力は次の 4 種類である：

断面 1 および 2 に働く圧力： $p_1 A_1, p_2 A_2$

断面積変化によって壁面から受ける圧力： $\int_1^2 p dA$

壁面から受ける摩擦力： $F_{friction} = \frac{1}{2} \rho u^2 C_f A_{wet}$

MHD 相互作用によるローレンツ力 $F_{MHD} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \int_1^2 A dx$

以上より、運動量の保存則から、式 (2.2) を用いる。

$$(\rho_1 u_1^2 + p_1) A_1 + \int_1^2 p dA + F_{MHD} - F_{friction} = (\rho_2 u_2^2 + p_2) A_2 \quad (2.2)$$

また、摩擦力の項は式 (2.3) のように動圧と摩擦係数 C_f で表す。

$$F_{friction} = \frac{1}{2} \rho u^2 C_f A_{wet} \quad (2.3)$$

摩擦係数に関しては、種々提案されているが、管路内の乱流流れに対して 10^5 程度のレイノルズ数 Re でその妥当性が確認されている次の値を用いる [37]。

$$C_f = 0.040 \cdot (Re^{Dh/2})^{-1/5} \quad (2.4)$$

本流路は矩形であるので、レイノルズ数の評価には代表長さとして水力直径を用いた。また、粘性係数 μ にはサザランドの式 (式 (2.5)) を用いて計算する。各定数は参考文献 [38] を参照した。

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + S}{T + S} \quad (2.5)$$

式 (2.4) のモデルは非圧縮性流れに対するモデルであり、これを圧縮性流れに適用するために Frankl-Voishel の圧縮性補正の実験式 [39]

$$\frac{C_{f \text{ compressible}}}{C_{f \text{ incompressible}}} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{0.467}} \quad (2.6)$$

を用いて補正を行う。以上より、次の摩擦係数を用いることとする。この摩擦係数は、JAXA の同様形状のエンジンの摩擦力解析において妥当であることが調べられている [40]。

$$C_f = \frac{0.040 \cdot (Re^{Dh/2})^{-1/5}}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{0.467}} \quad (2.7)$$

ローレンツ力を求めるにあたって、電流密度および磁束密度の仮定が必要となる。また電流密度を仮定するためには電気伝導度や負荷条件の仮定も必要となる。一方で、MHD 相互作用は流体との相互作用であるので、流体の慣性力に対する強さであらわした方がより一般的に、かつ、簡単に表現することができる。よって、本論文では MHD 相互作用によるローレンツ力 F_{MHD} の強さを相互作用係数 s を用いて表現す

ることとする。相互作用係数は流体の持つ運動量に対する代表長さ l に渡って働くローレンツ力の大きさで定義される無次元数である。

$$s = \frac{|\mathbf{j} \times \mathbf{B}| l}{\rho u^2} \quad (2.8)$$

以後本論文では、MHD 発電機の相互作用係数は、その値が大きいほど MHD 相互作用が強いと表現する。相互作用係数を用いると、検査体積に働くローレンツ力は次のように書き表すことができる。ここで、複合の負号は MHD 発電を表し、正号は MHD 加速を表す。

$$F_{MHD} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \cdot \mathbf{A} \cdot d\mathbf{x} = \mp \rho u^2 \frac{\mathbf{A} \cdot d\mathbf{x}}{l} s \quad (2.9)$$

• エネルギーの式

ここでは、化学ポテンシャルを含めた澁み点エンタルピを全エネルギーとして定式化する。単位モルあたりのエンタルピは、標準状態の標準生成エンタルピ ΔH^0 と標準状態から与えられた温度までの定圧モル比熱 c_p と微小温度の積分から求まる。これに各化学種のモル流量 $\dot{n}_j$ をかけて全ての化学種 j について総和をとったものが全エンタルピである。すなわち、式 (2.10) のように書くことができる。ここで、定圧モル比熱の温度に対する変化および標準生成エンタルピは参考文献 [41] を参考にした。

$$h = \sum_j \dot{n}_j \left[\int_{T_0}^T c_{pj} dT + \Delta H_j^0 \right] \quad (2.10)$$

検査体積に対するエンタルピの変化は、燃料の注入による変化と MHD 相互作用に伴うエネルギーの取り出し・注入によって生ずる。燃料のもつエンタルピは燃料の温度を 300K で一定と仮定し、式 (2.10) から求める。MHD 相互作用に伴うエネルギー変換の量は、ローレンツ力と同様に無次元化した電気変換効率 η_e および加速効率 η_{acc} を用いて表す。電気変換効率は、ローレンツ力が流体に対して行った仕事に対して取出した電気エネルギーの比で定義される。また、加速効率は消費したエネルギーに対して実際にローレンツ力が行った仕事の比であり、数学的には電気変換効率の逆数である。

$$\eta_e = \frac{|\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}|}{|\mathbf{j} \times \mathbf{B} \cdot \mathbf{u}|} \quad (2.11)$$

$$\eta_{acc} = \frac{|\mathbf{j} \times \mathbf{B} \cdot \mathbf{u}|}{|\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}|} = \frac{1}{\eta_e} \quad (2.12)$$

これらを用いると、MHD 相互作用によるエネルギー変換量 Q_{MHD} は加速・減速それぞれの場合で式 (2.13) のように書くことができる。

$$\begin{aligned} Q_{MHD} &= -\eta_e \rho u^3 \frac{A \cdot dx}{l} s_{gen} \text{ (MHD generator)} \\ &= \frac{1}{\eta_{acc}} \rho u^3 \frac{A \cdot dx}{l} s_{acc} \text{ (MHD accelerator)} \end{aligned} \quad (2.13)$$

さらに、澱み点エンタルピはエンタルピと運動エネルギーの和であり、最終的にエネルギーの式は式 (2.14) となる。

$$h_1 + \rho_1 u_1 A_1 \frac{u_1^2}{2} + h_{fuel} + Q_{MHD} = h_2 + \rho_2 u_2 A_2 \frac{u_2^2}{2} \quad (2.14)$$

- 状態方程式

完全気体を仮定し、次の状態方程式を用いる。ただし、気体定数は各化学種の気体定数をモル濃度で加重平均した値 $\bar{R}$ を用いる。

$$p = \rho \bar{R} T \quad (2.15)$$

2.1.3 解析手法

前節の基礎方程式から、検査体積の入口および出口の流体諸量に関する関係が得られる。上記各方程式の左辺は既知であり、未知数が密度 ρ ・流速 u ・圧力 p ・エンタルピ h であり、方程式が 4 つあるので方程式は閉じており、解析的に解くことが可能である。ただし、エンタルピーは温度の 6 次関数になっているので、逆関数を求めることができない。よって、次のフローチャートに沿った繰り返し計算を行う手法を用いた。ただし、 f_1, f_2, f_3 はそれぞれ断面 1 から流入する質量、運動量、エネルギーの式に対応する数値流束とする。

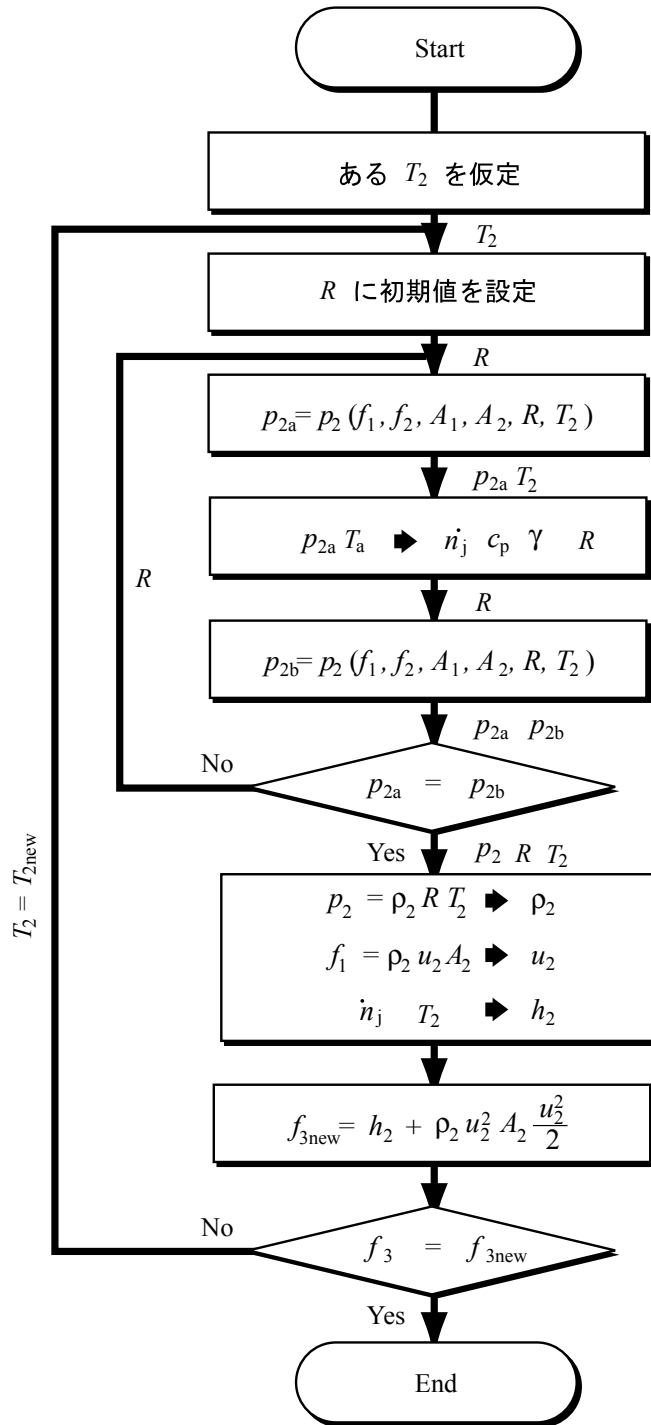


図 2.2 計算手法フローチャート

2.2 本論文における計算条件

2.2.1 計算条件

本論文で用いる共通した主な計算条件を表 2.1 に示す。詳細な条件については各章または各節で示す。

表 2.1. 共通の計算条件

Working gas	N ₂ : 78%, O ₂ : 21%, Ar : 1%
Fuel	H ₂
Inlet Mach number	4 ~ 10
Inlet dynamic pressure	0.05 MPa
Interaction parameter	0.0 ~ 0.40 @ MHD generator
Electrical efficiency	0.8
Acceleration efficiency	0.8
Maximum equivalence ratio	1.0 @ Combustor
Target Mach number	1.1

エンジン入口境界条件は固定、出口境界条件は自由流出とする。また、流路は断熱と仮定し、壁面との熱の授受はないとする。

燃焼については特に指示のない限り化学平衡を仮定した。化学平衡を仮定しているため、燃料が加えられるとその場所で全量が燃焼する。そのため、燃焼器入口マッハ数の低い条件では、熱閉塞を起こす可能性がある。しかし、宇宙航空研究開発機構の実験結果から、熱閉塞に近い条件ではマッハ数 1 を保ちながら、徐々に燃焼するという仮定から求められる圧力分布が実験で得られた圧力分布とよく一致することが知られている [4]。このことから、燃焼効率を導入し、熱閉塞に近い条件では亜音速にならないように徐々に燃焼すると仮定する。ここで、燃焼効率は加えた燃料に対する燃焼した燃料のモル比で定義される。

$$\eta_c = \frac{\dot{n}_{fuel,combusted}}{\dot{n}_{fuel,total}} \quad (2.16)$$

本計算では、計算の安定性を高めるために最低のマッハ数を 1.1 と仮定し、このマッハ数を目標マッハ数と呼ぶ。また、本論文ではこのマッハ数を保持しながら燃焼することを分布燃焼と呼ぶ。

スクラムジェットエンジンの性能に対する支配要因を減らすため、ここでは燃料と空気の混合は一定の距離で行われると仮定する。燃料の混合は流れの流速によらないという報告がなされているため [36]、この仮定は本論文の結論を変えるものではないと考えられる。本研究においては、全量が混合・燃焼するまでの距離を最短で 100 mm とし、分布燃焼する場合においても、燃料を投入してから目標マッハ数に達するまで 1 mm あたり 1% ずつ燃焼していくと仮定する。参考文献 [36] に従って見積もりを行

うと、燃料噴射位置から 100 mm 下流ではおよそ 50% の混合効率であった。本論文では主に化学平衡について扱うので、混合効率と燃焼効率は同値である。本計算において、燃料の全量が混合するまでの距離を 200 mm とした場合にも結論に影響を与えることはなかった。

流れ方向に燃料の投入量を変化させる場合には、量論混合比の 1% の燃料噴射を一箇所あたりの最大量と仮定する。また、燃料噴射口は 1 mm 間隔で設置されていると仮定する。

MHD エネルギーバイパスを用いたシステムでは、MHD 発電機で取り出される電気エネルギーはすべて MHD 加速器で消費されると仮定する。よって、MHD 相互作用の強さとして、MHD 発電機における相互作用係数を陽的に与えるが、MHD 加速における相互作用係数は上記の条件を満たすように調整する。

エンジンの推進性能は推力を持って評価することとする。推力はエンジン入口と出口の衝撃関数の差で求める。

$$\begin{aligned} F &= I_{exit} - I_{in} \\ &= (\rho_{exit} u_{exit}^2 + p_{exit}) A_{exit} - (\rho_{in} u_{in}^2 + p_{in}) A_{in} \end{aligned} \quad (2.17)$$

2.2.2 計算対象とその基本的特性

次に、3.3 節以降のスクラムジェットエンジンの性能評価に用いるスクラムジェットエンジンの形状および基本的な特性について示す。3.2 節における MHD 機器の位置に対するスクラムジェットエンジンの性能の比較にもこの形状を基にした形状を用いた。まず、対象としたスクラムジェットエンジンの形状を図 2.3 に示す。上流側から、各部位をインレット部、分離部、燃焼器、ノズルと呼ぶこととする。この形状は、図 1.2 に示した側面圧縮型のスクラムジェットエンジンの後退角をなくしたものを基にした。ただし、計算の安定性を高めるために、急激な断面積変化を避け、燃焼器入口にあるステップおよび燃焼器の等断面積部を線形に補間し、勾配のある壁面とした。また、準一次元計算では流れの 2 次元性を正しく評価することができないので、

気流の捕獲率は 1 とした。JAXA における実験では、高いマッハ数において捕獲率が高くなることが報告されている [4]。

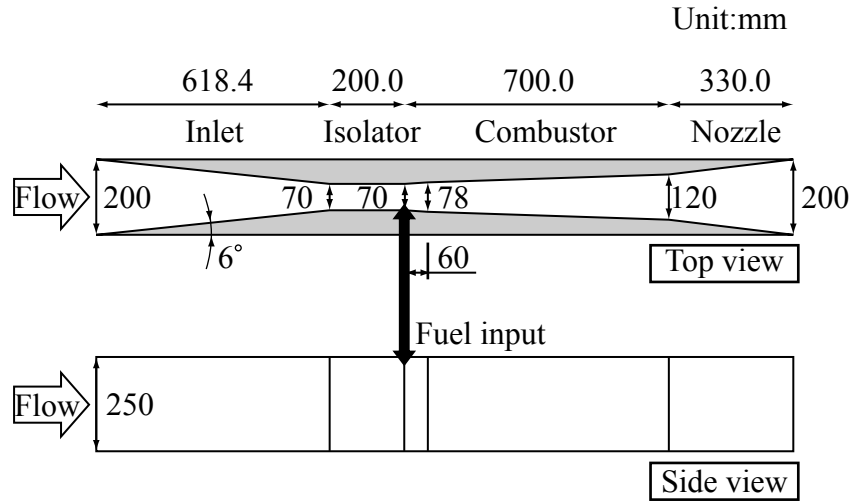


図 2.3 本研究で対象とするスクラムジェットエンジンの概念図

ここで、縮流比をエンジンの燃焼器入口断面積に対するエンジン入口断面積の比と定義する。また、エンジン入口の静圧に対する燃焼器入口の静圧を圧縮比と定義する。本エンジン形状はインレット部の縮流比が $200 \text{ mm} / 70 \text{ mm} = 2.86$ である。同縮流比の図 1.2 に示したエンジンは飛行マッハ数 4 では有効な推力を発生したが、飛行マッハ数 8 の気流条件では縮流比が低いためにエンジン内で有効な燃焼が得られなかった [4]。MHD 発電機は燃焼器より上流に、MHD 加速器は燃焼器の下流に設置した。これらの位置の最適化については 3.2 節で述べる。

エンジン入口の気流条件は、気流動圧一定の飛行経路 [36] に従って決定する。陽的にマッハ数を決定すると、式 (2.18) および式 (2.19) より、必要な静圧が求まる。

$$M = \frac{u}{a} = \frac{u}{\sqrt{\gamma p / \rho}} \quad (2.18)$$

$$q_0 = \frac{1}{2} \rho u^2 = \frac{1}{2} \rho \left(\sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} M \right)^2 = \frac{1}{2} \gamma p(H) M^2 \quad (2.19)$$

大気の圧力は高度が高くなるとともに単調に減少するので、必要な圧力に対して一意的に高度が決定される。従って、任意のマッハ数に対して飛行高度が決定できるので、静温に関しても同高度の値を用いる。大気の高度に対する圧力および温度は参考文献 [42] を参照した。

本研究では飛行動圧を 0.05 MPa とし、図 2.4 に示す飛行経路を仮定する。マッハ数 4 から 10 のプロットが本研究で用いた計算条件であり、高度に対応する圧力および温度を同時に示す。これらの値をエンジン入口マッハ数および静温・静圧として用いた。

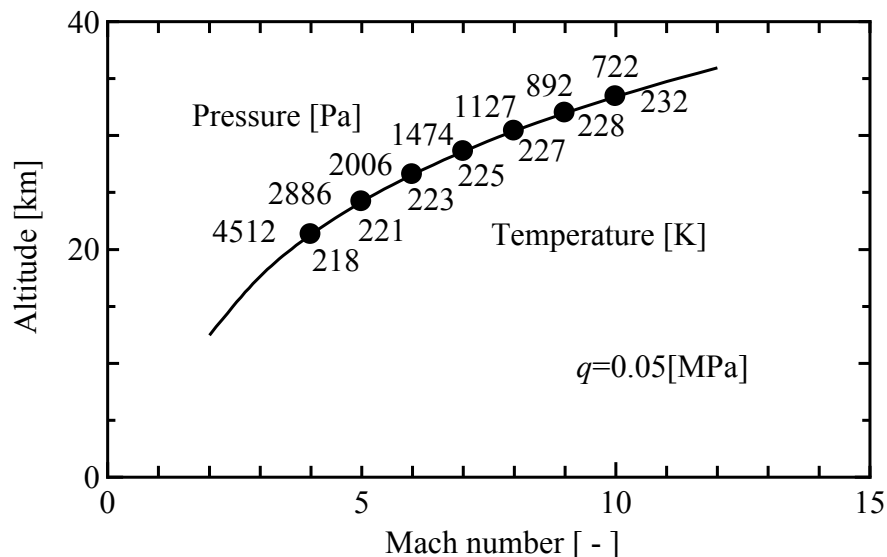


図 2.4 動圧 0.05 MPa での飛行経路

この飛行経路に沿ったエンジン入口条件に対するエンジンが発生する正味推力を計算した。その結果を図 2.5 に示す。縮流比が低く、マッハ数の低い領域に最適化されたスクラムジェットエンジンなので、低いマッハ数において高い推力を発生し、エンジン入口マッハ数 5 において最大の推力を得た。入口マッハ数の増加とともに推力は減少する。また、エンジン入口マッハ数 4 よりも低い条件では流れの閉塞のために有効な推力は得られなかった。本研究では、MHD エネルギーバイパスを用いた場合に図 2.5 に示す推力がどのように変化するか注目して考察を行う。

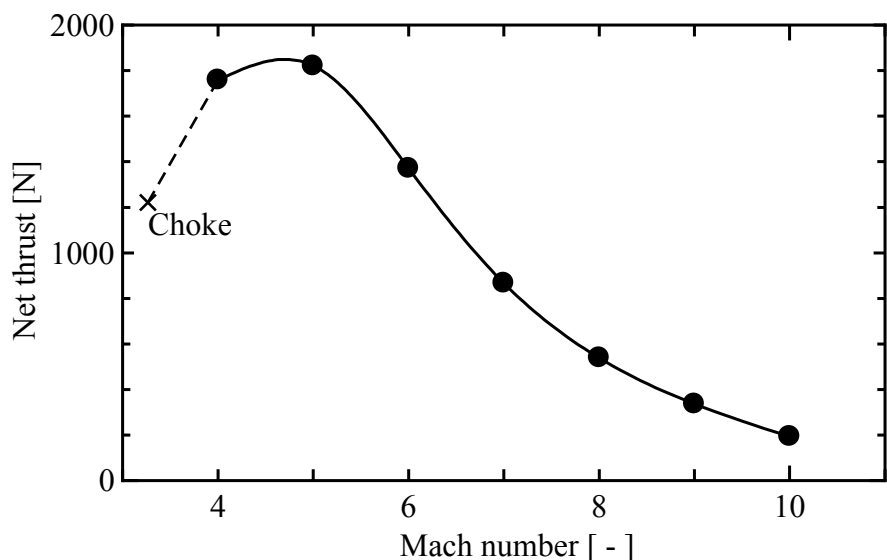


図 2.5 エンジン入口マッハ数に対する正味推力

第 3 章

高マッハ数における MHD エネルギーバイパス スクラムジェットエンジンの性能

3.1 はじめに

MHD 発電機を用いることによって流速およびマッハ数を低下させ、圧力を上昇させることが出来る。この効果をスクラムジェットエンジンの圧縮機の一部として利用することによって、形状を変化させることなく圧縮比を高くすることが可能であると考えられる。特に、低いマッハ数で最適に設計された縮流比の低いスクラムジェットエンジンに応用することによって高いマッハ数においても圧縮比を高くし、幅広いマッハ数で固定形状のスクラムジェットエンジンの推力を維持できると考えられる。しかし、MHD 発電機はエネルギーの抽出を行うので、MHD 発電機のみを組み込むとエネルギーの損失となり、推進力の損失につながる。よって、圧縮のために取出したエネルギーを再び下流側で流れに投入するために MHD エネルギーバイパスシステムを用いる。

本章では飛行マッハ数 4 (エンジン入口マッハ数 3.4) の飛行条件に合わせて設計された縮流比 2.86 のスクラムジェットエンジンに MHD エネルギーバイパスを応用した MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジンにおける流体挙動と推進性能について検討する。まず、MHD エネルギーバイパスシステムをより効果的に応用するために MHD 発電機および MHD 加速器の設置位置の最適化を試みる。また、JAXA における実験から示唆されているマッハ数 1 における分布燃焼 [4] を達成するための方法を決めるため、燃料を燃焼器入口において全量投入し、反応する燃料の量を流れ方向に制御した場合と流れ方向に燃料の投入量を制御した場合について比較する。そして、縮流比 2.86 に対して十分高いと考えられるエンジン入口マッハ数 8 の条件で MHD エネルギーバイパスの有無に対する流体諸量の分布の変化や推力の変化について考察する。さらに、エンジン入口マッハ数を 4 から 10 まで変化させた場合の性能の変化について考察する。

3.2 システムの設計と計算条件

3.2.1 計算条件

本章ではエンジン形状の設計マッハ数よりも高いマッハ数条件での MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジンの性能およびその特徴を調べる。本節ではまず十分に高いマッハ数としてエンジン入口マッハ数を 8 と固定し、MHD エネルギーバイパスの発電機および加速器の位置の最適化を行う。また、燃料の噴射方法が性能に与える影響を調べる。3.2 節で用いる主な計算条件を表 3.1 に示す。

表 3.1. 計算条件

Inlet Mach number	8
Interaction parameter	0.0 ~ 0.40@MHD generator
Fuel equivalence ratio	☐ 1.0 at once ☐ Maximum 1.0 distributed
MHD generator positions	☐ Inlet upstream ☐ Inlet midstream ☐ Isolator
MHD accelerator positions	☐ Combustor exit ☐ Nozzle exit

3.2.2 MHD 発電機の位置

まず、MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジンにおける MHD 発電機の位置の影響について調べ、最も高い効果を発揮できる位置について調べる。ここでは、MHD 発電機の位置をインレット上流、インレット中流、分離部の 3 箇所に設置し、それぞれの位置に発電機を設置した場合の推進性能と流体挙動について比較する。また、MHD 加速器の位置の影響については 3.2.3 節で検討するので、ここでは燃焼器下流の位置に固定する。本検討のために用いたスクラムジェットエンジンの形状を図 3.1 に示す。

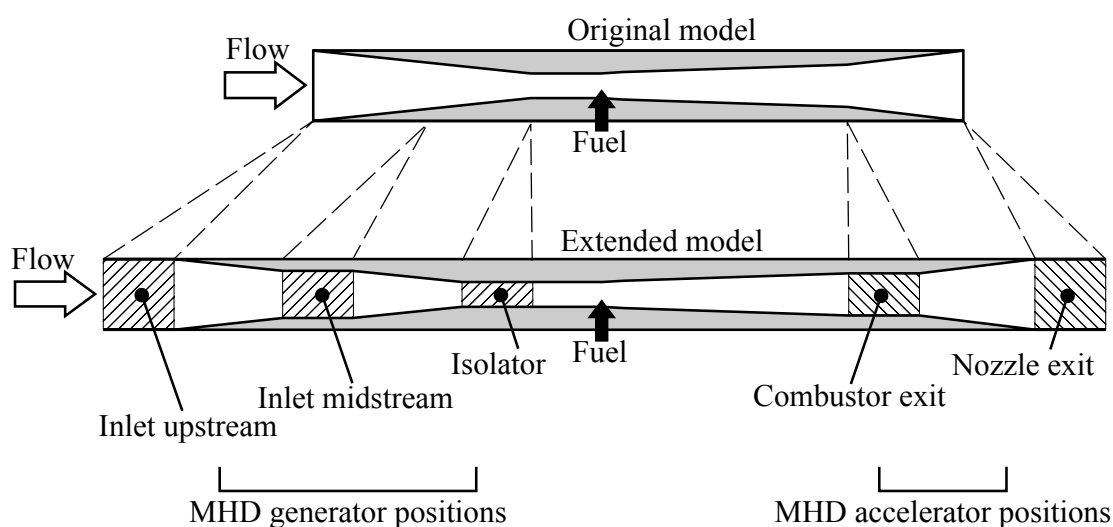


図 3.1 MHD 発電機および MHD 加速器の位置の影響を調べるためのエンジン形状

MHD 発電機は発電機入口と出口の断面積の比が変わることによって、その性能が変化することが知られている [43]。MHD 発電機の設置位置の違いにより、発電機の入口と出口の断面積比が変化することを防ぐために、ここでは MHD 発電機および MHD 加速器部は等断面積とし、それぞれの位置を 0.2 m ずつ図 2.3 に示すエンジン形状から延長した。エンジン全長の変化が 1.5 倍程度に収まるよう、MHD 発電機および MHD 加速器の長さ 0.2 m と決定した。この長さが本システムにおいて最適であるか否

かの検討は今後の課題とする。また、MHD 負荷条件は、MHD 発電機における相互作用係数はおよそ 0.30 で、全ての場合で抽出するエネルギー量を同じとした。

MHD 発電機の位置を変化させた場合の正味推力の比較を図 3.2 に示す。この結果より、MHD 発電機はより下流側に設置した場合に大きい正味推力を発生することがわかった。この結果について考察する。

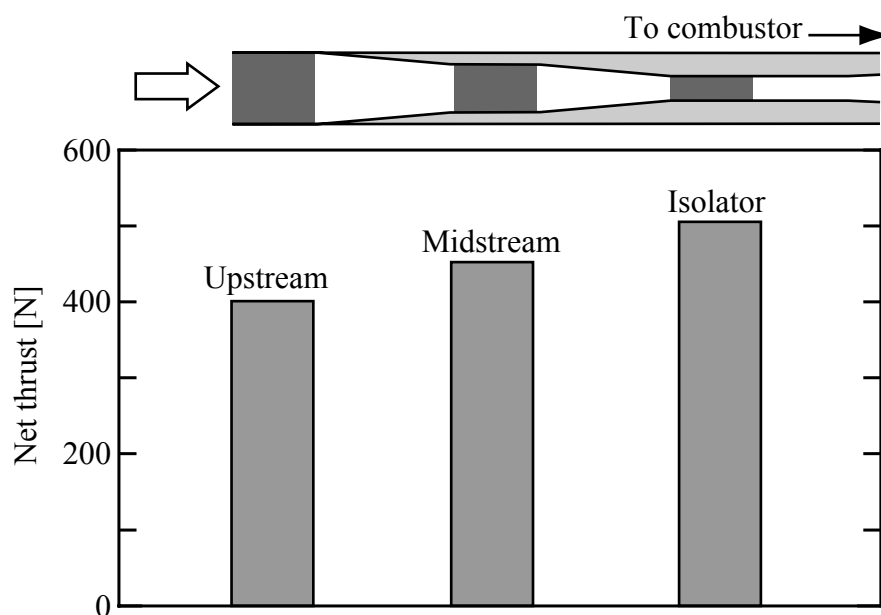


図 3.2 MHD 発電機の位置の違いによる正味推力の変化

図 3.3 と図 3.4 にそれぞれの場合におけるマッハ数分布と燃焼効率分布を示す。MHD 発電機をより上流側に設置した場合にマッハ数低下の効果が大きい。これは、よりマッハ数高い上流側において MHD 発電機を用い、減速力を印加したため、全圧の損失量が大きくなったことによると考えられる。よって、上流側に MHD 発電機を設置した場合に燃焼器入口マッハ数は低くなり、燃焼器内の最低マッハ数である目標マッハ数に達するまでに必要な発熱量が少なくなる。図 3.4 から分かるように、より少ない燃料の燃焼で目標マッハ数に達するため、燃焼効率が 1 になるまでにより長い距離が必要となっている。さらに、図 3.5 にそれぞれの条件における圧力分布を示す。MHD 発電機を分離部に設置した場合には、燃焼器入口までの圧力は他の場合と比較し、最も低いのに対し、燃焼器から下流では最も大きい極大圧力となっている。これは、燃焼器上流側の燃焼効率が高く (図 3.4)、より大きい発熱を得られるためと考えられる。以上より、本章では MHD 発電機を燃焼器直前の分離部に設置することとする。

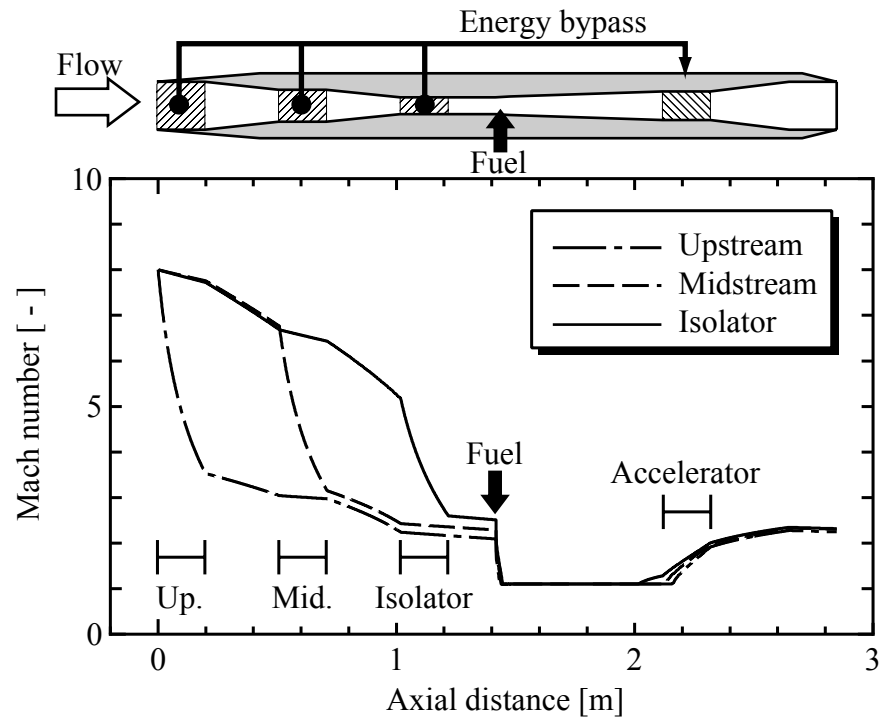


図 3.3 異なる MHD 発電機の位置に対するマッハ数分布の比較

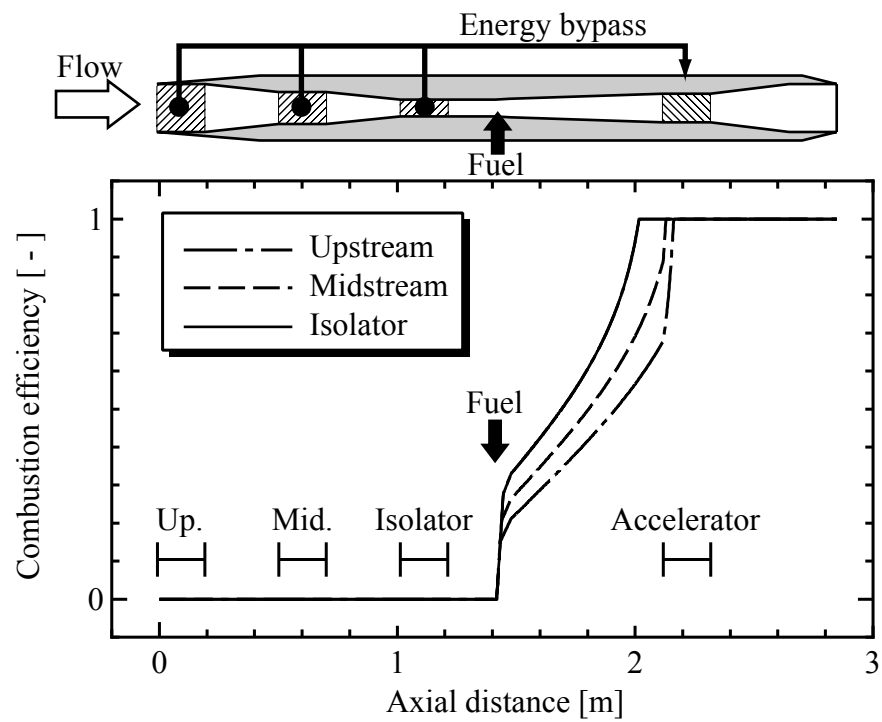


図 3.4 異なる MHD 発電機の位置に対する燃焼効率分布の比較

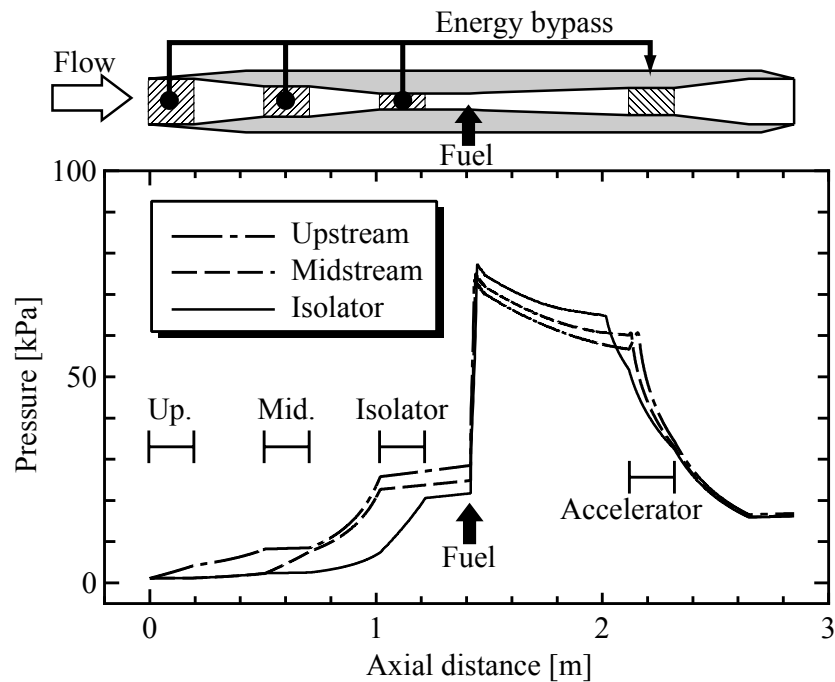


図 3.5 異なる MHD 発電機の位置に対する圧力分布の比較

3.2.3 MHD 加速器の位置

MHD 発電機と同様に、MHD 加速器の位置の違いによる性能の変化について検討する。ここでは、燃焼器下流とノズル部下流の二箇所を比較する（図 3.1）。MHD 発電機の位置は前節の考察より、最下流部の分離部内とし、MHD 発電機における相互作用係数を 0.30 とした。図 3.6 にそれぞれの位置に MHD 加速器を設置した場合の正味推力の比較を示す。

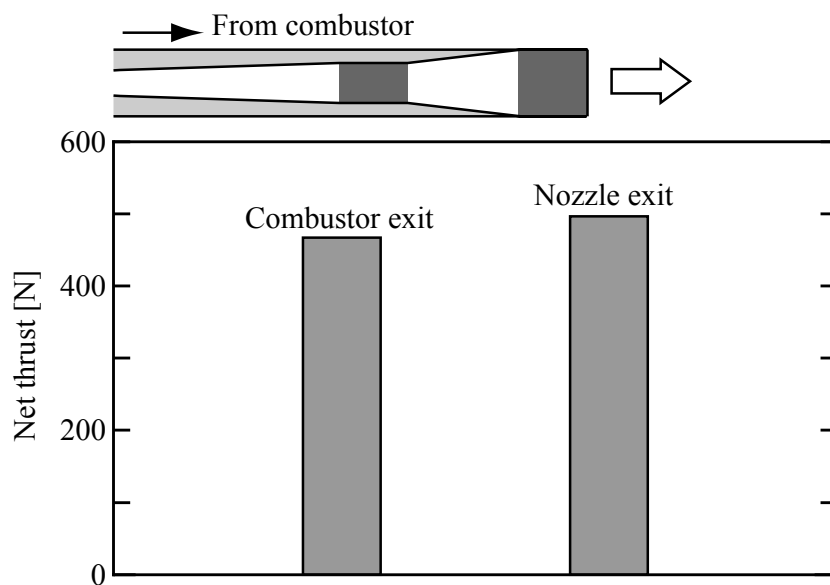


図 3.6 MHD 加速器の位置の違いによる正味推力の変化

この結果より、MHD 加速器は下流側に設置した場合に僅かながらより大きい正味推力が得られることが分かった。図 3.7 にそれぞれの MHD 加速器の場合におけるマッハ数および摩擦力分布を示す。図 3.7 より、MHD 加速器を下流側に設置することによってエンジン内のより長い距離に渡って低いマッハ数分布となっている。これに伴って燃焼器出口からエンジン出口までの間で摩擦力を低く抑えられた。このために MHD 加速器はより下流側に設置する方が推力の増加につながることが分かった。マッハ数と摩擦力の関係については 3.3.2 節にて詳しく考察する。

以上の検討より、以後の考察において特に指示がない限り MHD 発電機は分離部内に、MHD 加速器はノズル内に設置する（図 2.3）。

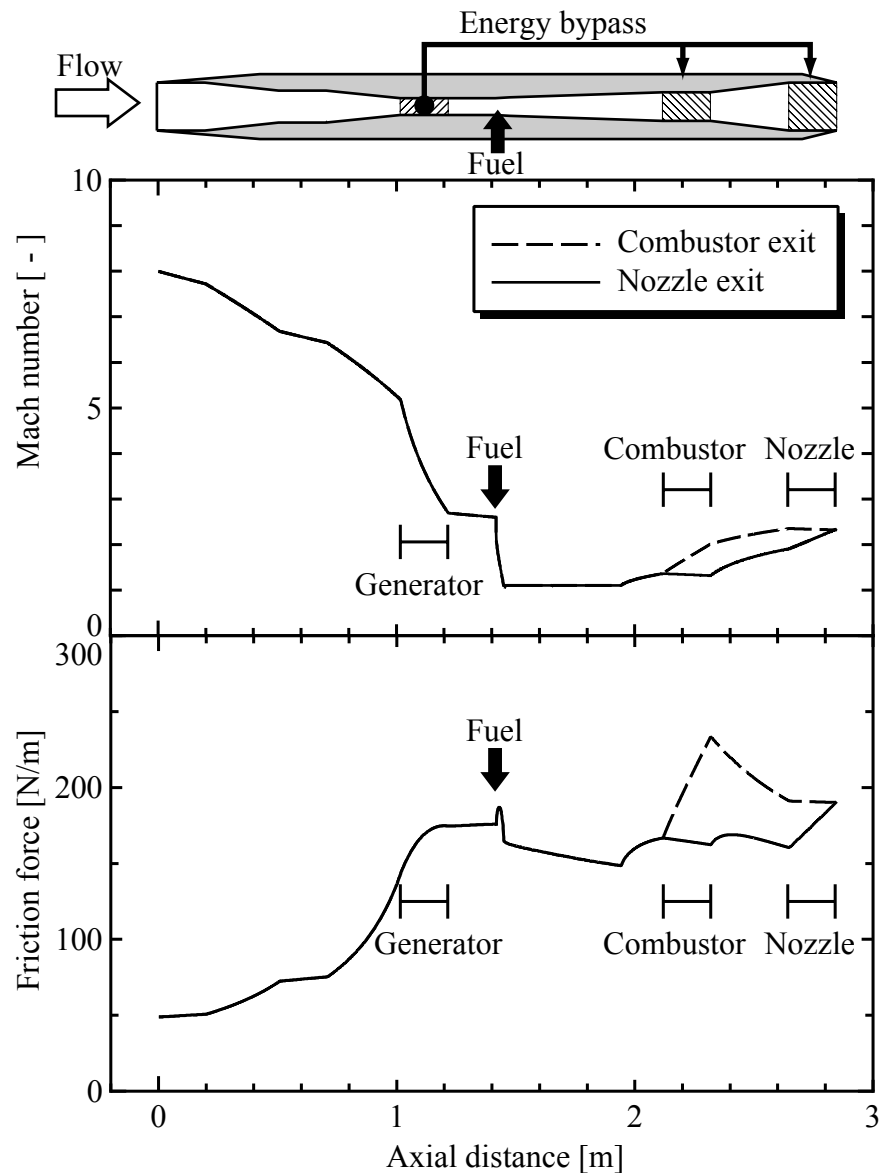


図 3.7 異なる MHD 加速器の位置に対するマッハ数および摩擦力分布の比較

3.2.4 燃焼制御方法の違いによる性能の変化

種々の制約条件下で適当な燃焼を実現するためには、流れ方向の発熱量の制御が必要となる。一つの方法として、燃料は燃焼器入口の燃料噴射位置において全量が投入され、燃焼効率分布を変えることによって目標マッハ数以上にマッハ数を保つ制御方法が挙げられる。このような発熱分布の決定方法は現実的には燃料と空気の混合の分布を変化させることと密接に関連している。垂直・水平の燃料噴射器の併用や、混合を促進する燃焼器構造[50]などを用いることによってある程度制御可能であると考えられる。ただし、非常に繊細な混合効率分布の制御は容易ではない。また、発熱がなくても（燃焼効率 0）、質量の増加のみで流れが閉塞する場合がある。よって、別の方法として、流れ方向に 1 mm 間隔（各計算格子点毎）で複数の燃料噴射器があると仮定し、各位置において分布燃焼の制約を満たす量の燃料を投入し、完全燃焼すると仮定した場合についても検討した。実際、スクラムジェットの実験的研究において複数の燃料噴射器を持つエンジンの試験が行われており、高い推力を実現している [9, 51]。以下、本研究では燃焼効率を流れ方向に与える方法を燃焼効率制御、燃料の投入量を変化させる方法を燃料投入量制御と呼ぶ。

まず、ここでは燃焼効率を制御した場合と燃料投入量を制御した場合の性能に与える変化を調べる。代表的な条件としてエンジン入口マッハ数 8 の各条件について燃焼の制御方法の違いによる性能の変化を比較する。図 3.8 にそれぞれの方法を用いた計算によって得られた正味推力および規格化した正味推力の比較を示す。規格化はMHD エネルギーバイパスを用いない場合の推力を用いて行った。

図 3.8 より、いずれの制御方法を用いても相互作用係数に対する正味推力の変化はおおむね同様の変化をすることが分かった。図 3.8 上段の絶対値に注目すると、相互作用係数 0.25 までは燃料投入量制御を用いた方がおよそ 7 N ほど低い推力となったが、相互作用係数 0.30 以上では同等もしくは若干高い推力となった。一方で図 3.8 下段の規格化された推力に注目すると、推力の変化の割合は相互作用係数 0.20 までは一致しているといえる。これより大きい相互作用係数の条件では若干高い性能を示した。図中の白抜きで示した結果は燃焼器内のマッハ数が目標マッハ数まで低下し、分布燃焼となった計算結果を示している。図 3.8 下側の図より、燃焼器内で分布燃焼が行われることによって、両制御方法の差が変化する。

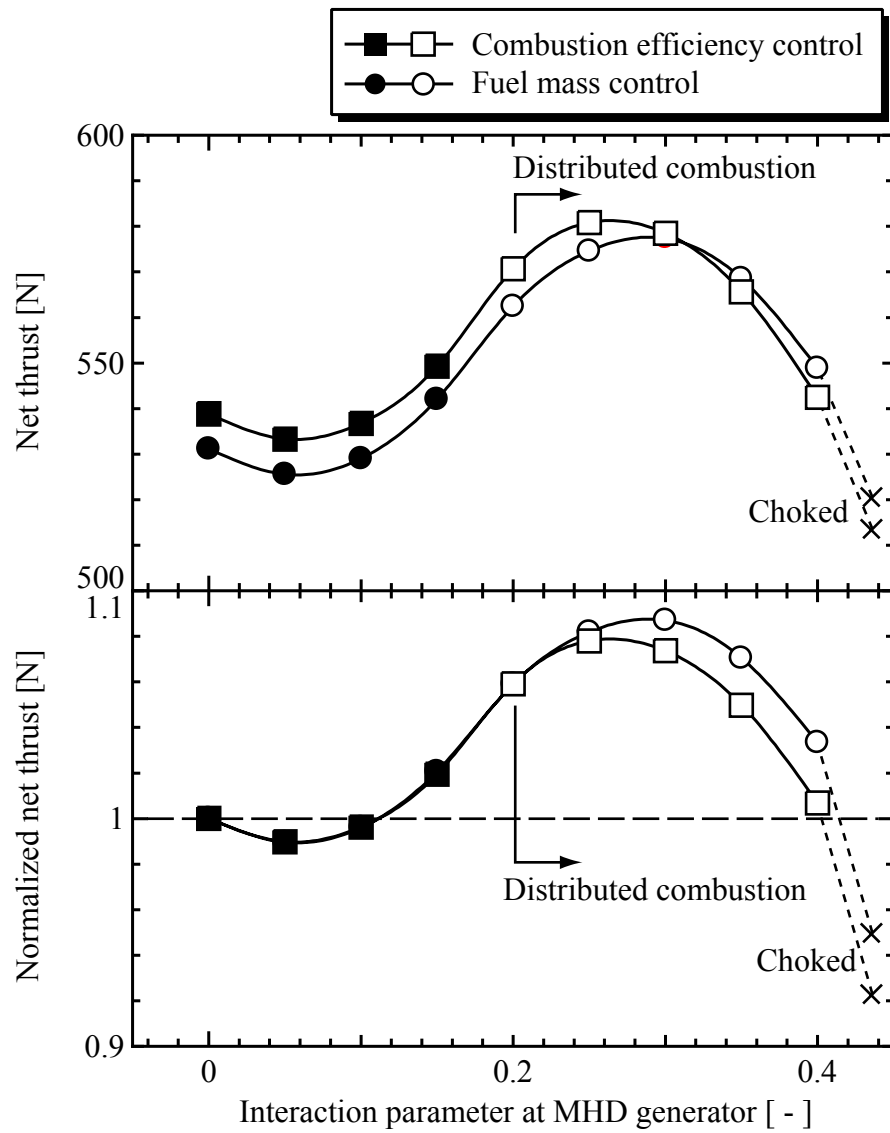


図 3.8 燃焼制御方法の違いによる相互作用係数に対する正味推力の変化

燃焼制御方法の違いによる推力の差について次の圧力分布を用いて考察する。図 3.9 に最短燃焼距離である 0.1 m で燃焼反応が終了する相互作用係数 0.10 の場合（燃焼効率制御の場合に推力大）と燃焼器内マッハ数が目標マッハ数に到達し、分布燃焼となっている場合である相互作用係数 0.30 の場合（燃料投入量制御の場合に推力大）の圧力分布を比較する。燃焼器に注目するために、 $x = 0.8 \sim 1.2$ m までを示す。

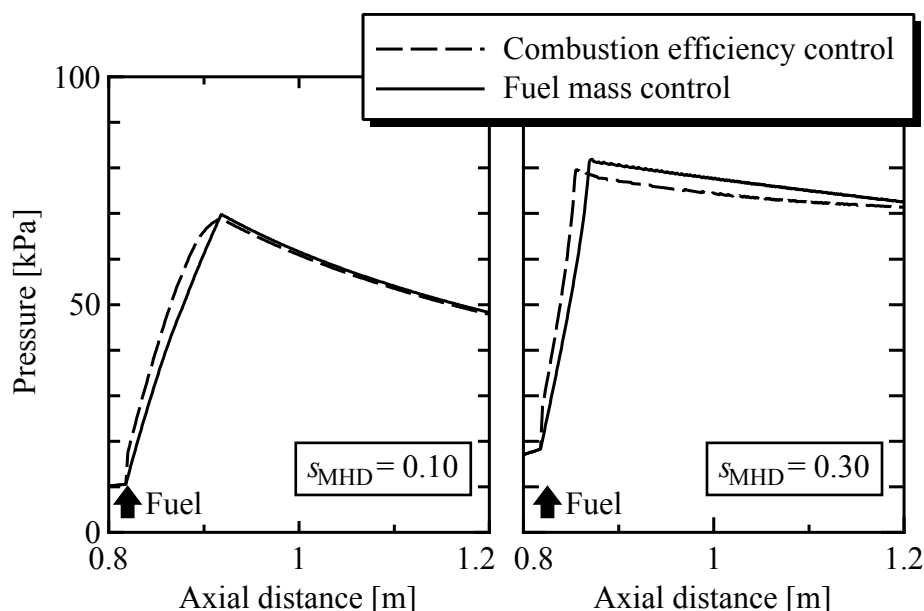


図 3.9 燃焼制御方法の違いによる燃焼器内圧力分布の変化

まず、燃焼器入口付近に注目すると、いずれの相互作用係数においても燃焼効率制御の場合により高い圧力を得ている。これは、燃焼器入口でより多くの質量が加えられるため、燃焼している水素の量が同じであっても、より高い圧力が得られたためと考えられる。相互作用係数 0.10 の場合には同じ最短燃焼距離で燃焼が終了しているため、燃焼器入口から 0.1 m 下流の $x=0.9$ m 付近から下流はほぼ同じ圧力分布となっている。以上より、相互作用係数が低く、短い距離で燃焼が終了する場合にはより上流側で質量の増加に伴う圧力の増加があるため、より高い推力を発生した原因であると考えられる。

次に図 3.9 右側の相互作用係数が高く、分布燃焼となっている場合に注目する。この場合においても、燃焼器入口での圧力の上昇は燃焼効率制御を用いた方がより急峻な圧力上昇を示している。一方で、マッハ数が目標マッハ数に達し、圧力上昇が終了する位置から下流に注目すると、最大圧力は燃料投入量制御を用いた方が高くなっている。これは、燃料投入量制御を用いた場合には燃焼器入口付近の質量流量がより少ないため、より閉塞しにくく、目標マッハ数に達するまでにより大きい発熱が可能であるためである。次の図 3.10 に燃焼器入口付近の燃焼効率制御の場合の燃焼効率分布と燃料投入量制御の場合の当量比分布を示す。どちらも燃焼過程は化学平衡を仮定しているので、同じ燃焼効率と当量比でほぼ同量の発熱がある。この図からも、分布燃焼となる条件では燃料投入量制御を行った場合により上流側で高い当量比を投入でき、その結果より大きい発熱と高い圧力を得ることができている。そのために分布燃

焼となる条件においては燃焼器入口直後のよりなだらかな圧力の上昇と相殺して燃焼効率制御を用いた場合と同程度の推力が得られたと考えられる。

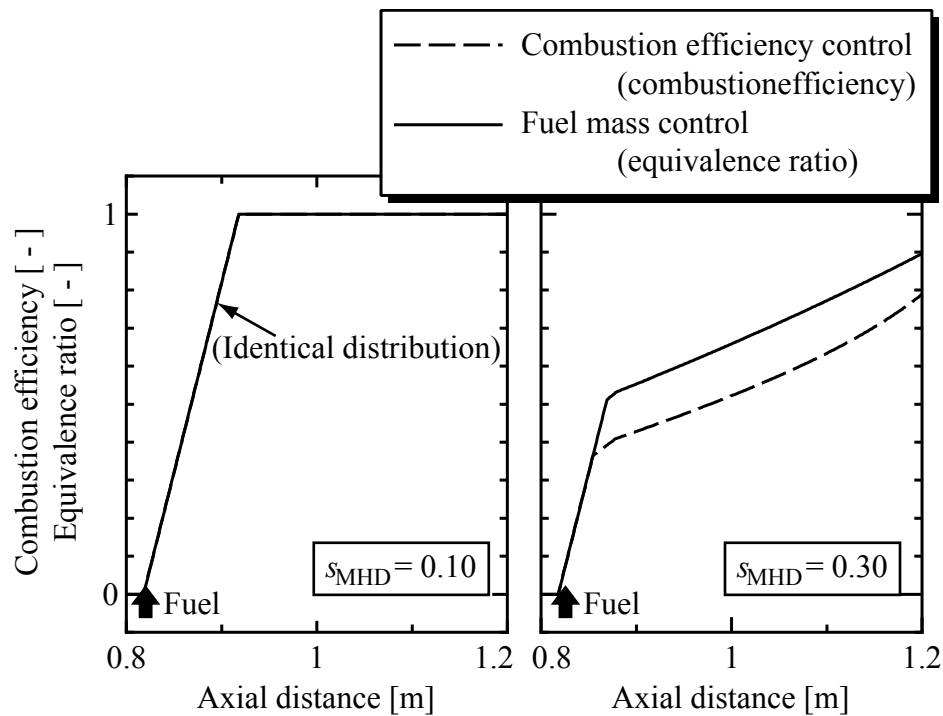


図 3.10 燃焼制御方法の違いによる燃焼効率分布および当量比分布の変化

状況に合わせて二つの制御方法を使い分けることによって常に高い性能が得られるが、実際にはその様な構造はより大きく複雑な装置が必要となることが予想されるため、現実的ではない。よって、目的に合わせて制御方法を選択する必要がある。3.3 節と 3.4 節、および第 5 章ではより一般的な燃焼器入口で全量を噴射する燃焼効率制御を用いる。実験においても境界層剥離による不始動を防ぐために多段噴射を用いたので、本論文第 4 章では投入量制御を用いる。

3.3 化学平衡を仮定した場合の性能

3.3.1 流体諸量に関する考察

ここでは、MHD エネルギーバイパスが流れの流速、マッハ数、静温、静圧などの分布に与える影響について考察する。MHD エネルギーバイパスを用いない場合と、相互作用係数を 0.30 として MHD エネルギーバイパスを用いた場合の流速分布を図 3.11 に示す。

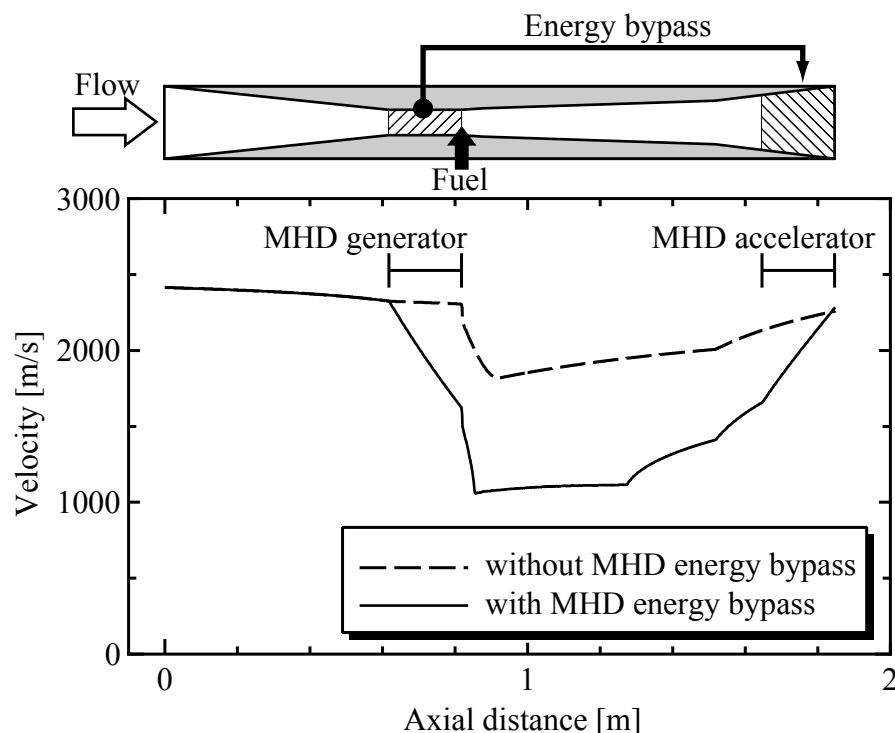


図 3.11 入口マッハ数 8 における流速分布の比較

MHD エネルギーバイパスの有無に関わらず共通であるインレット部の縮流比は 2.86 で、マッハ数 8 の飛行条件に対しては縮流比が小さいため、インレット部での流速の低下は 4% 程度であり、減速の効果はほとんどない。

MHD エネルギーバイパスを用いない場合には、断面積一定の分離部における流速低下はほとんど無く、結局エンジン入口流速およそ 2400 m/s からほとんど減速することなく、およそ 2300 m/s で燃焼器に流入する。燃焼器で発熱を受けると、超音速流れなのでレイリー流れからも理解できるように [52]、流速が低下する。発熱が終了すると、流路の拡大に伴ってエンジン出口に向かって再び膨張し、加速する。一方で、MHD エネルギーバイパスを用いた場合には、分離部に設置された MHD 発電機でエネルギー変換が行われる。流入した運動エネルギーの一部は電気エネルギーに変換されて取出され、また一部は流体の内部抵抗によって発熱し、熱エネルギーに変換される。このとき、流れには流れと反対向きの体積力、すなわちローレンツ力が作用するために、流速は低下する。この結果、燃焼器入口の流速は 1600 m/s となり、さらに燃

料投入後は燃焼によって流速が低下する。MHD エネルギーバイパスを用いた場合に、最も流速が低下する燃焼器内の燃料投入位置からおよそ 100 mm 下流の位置で流速を比較すると、流速は MHD エネルギーバイパスを用いない場合に比べておよそ 60% であった。このように、MHD エネルギーバイパスを用いた場合には、燃焼器で一旦より低い流速となるが、流路の拡大による加速に加え、MHD 加速器による加速によって流速が増加するため、エンジン出口では MHD エネルギーバイパスを用いない場合と同程度の流速まで加速してから流出する。このときの MHD 加速器の入口流速に対する出口流速の比を流速比と定義すると、本条件では流速比はおよそ 1.7 であった。参考文献 [44] では、流速比 2.0 の加速も可能としており、実現可能な範囲内と考えられる。

図 3.12 に同じ条件におけるマッハ数分布を示す。図 3.12 より、MHD エネルギーバイパスを用いた場合に注目すると、MHD 発電機において流速の減少と同様にマッハ数も大きく低下していることが分かる。この結果、燃焼器入口におけるマッハ数は MHD エネルギーバイパスを用いない場合は 5.3 であったのに対し、MHD エネルギーバイパスを用いた場合には 2.8 と 47% ほど低下した。また、燃焼器では流速同様に超音速流れに対する加熱によってマッハ数が低下する。

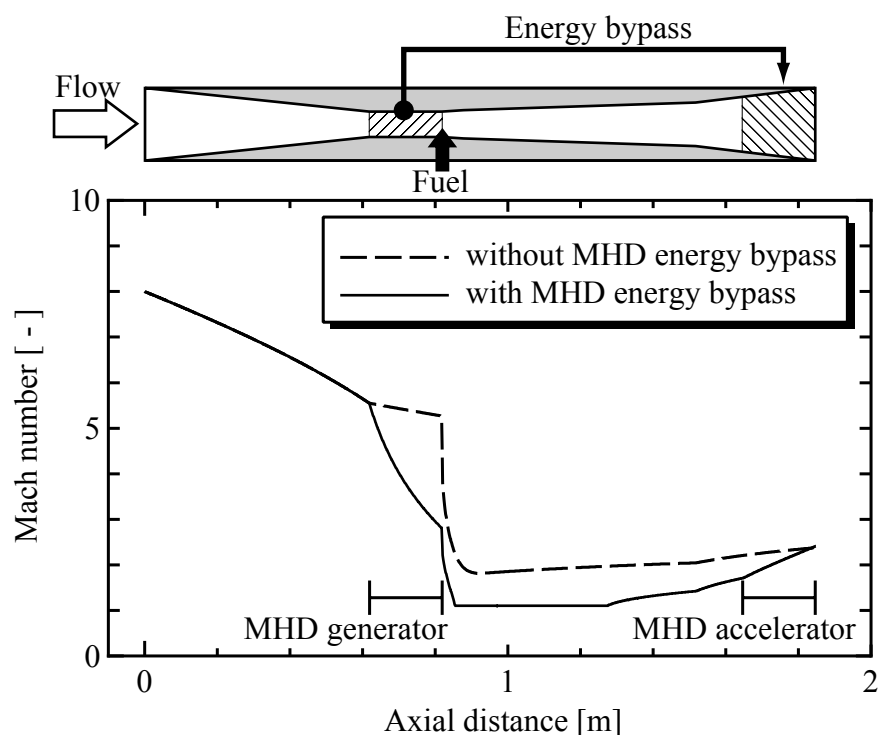


図 3.12 入口マッハ数 8 におけるマッハ数分布の比較

燃焼器入口マッハ数のより低かった MHD エネルギーバイパスを用いた場合には、燃焼に伴うマッハ数の低下によって目標マッハ数までマッハ数が低下している。位置 $x=1.3$ m 程度まで目標マッハ数でマッハ数が一定となっているのは、燃焼効率を制御し、分布燃焼となっているためである。燃焼効率を示した図 3.13 から MHD エネルギーバイパスを用いない場合には最低燃焼距離である 0.1 m で燃焼効率が 1 に達して

いるのに対し、MHD エネルギーバイパスを用いた場合には燃焼効率が徐々に増加していることが分かる。

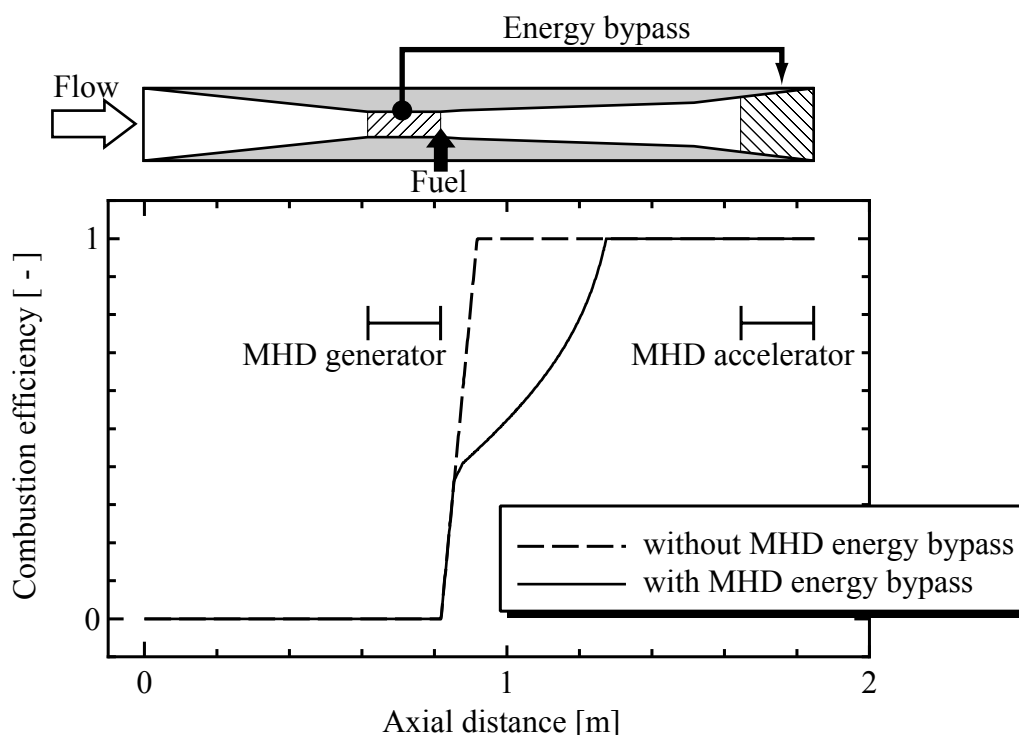


図 3.13 入口マッハ数 8 における燃焼効率分布の比較

MHD エネルギーバイパスを用いない場合では、燃焼器入口マッハ数が MHD エネルギーバイパスを用いた場合に比べて高いため、燃焼によって音速までマッハ数が低下することがなく、短い距離で反応がほぼ終了している（図 3.13）。両条件を比較すると、MHD エネルギーバイパスを用いた場合にはほぼ燃焼器全域である $x = 0.9$ から 1.3 m に渡って MHD エネルギーバイパスを用いない場合のおよそ半分のマッハ数となることが分かった。MHD エネルギーバイパスを用いることによって低下したマッハ数は、流速と同様に MHD 加速器において再加速されるために、エンジン出口では MHD エネルギーバイパスを用いない場合と同程度まで増加している。これは、後述する温度分布があまり変化しないために音速の変化が少なく、流速の増加と同様の変化をするためである。

次に、温度および圧力の分布をそれぞれ図 3.14 と図 3.15 に示す。MHD エネルギーバイパスを用いた場合のそれぞれの分布に注目する。MHD 発電時は、流れと逆向きのローレンツ力を受けて流れが減速・圧縮されるため、MHD 発電機の領域では温度と圧力がともに上昇する。MHD エネルギーバイパスを用いない場合には圧縮比が 8.6 であったのに対し、MHD 発電機を燃焼器上流に設置することによって圧縮比は 20 まで高めることが出来た。これに伴って燃焼器内でもより高い圧力となった。燃焼器内およそ $x = 0.9$ m から下流では、目標マッハ数を保ちながら徐々に燃焼するため、位置およそ $x = 1.3$ m まで燃焼効率の増加に従って比較的緩やかに温度が上昇している。この分布燃焼となっている領域では、分布燃焼となっていない場合と比べて圧力は緩や

かに下降するため、長い距離に渡って高い圧力となった。燃焼器下流の MHD 加速器を通過すると、流れはローレンツ力によって加速されるとともに膨張し、圧力と温度はともに減少する。本条件では温度・圧力共に MHD エネルギーバイパスを行わない場合と同程度となって、エンジンから流出することが分かった。エンジン内の圧力分布が変化したことによって、壁面に働く力すなわち推力に占める圧力の寄与が変化する。この圧力分布の変化が推力に与える影響については 3.3.3 節で述べる。

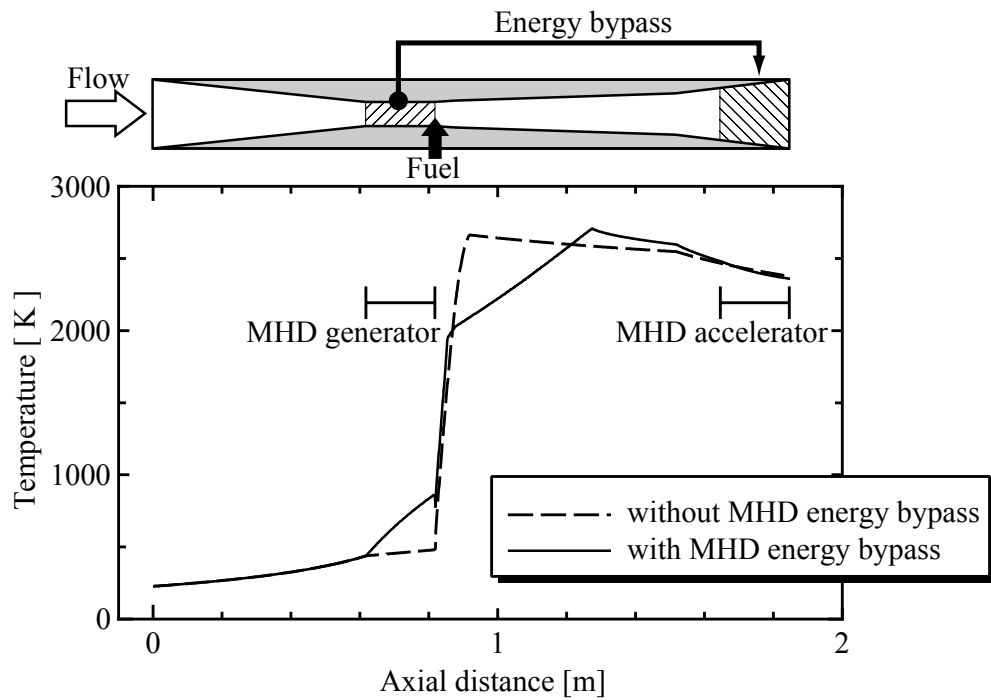


図 3.14 入口マッハ数 8 における温度分布の比較

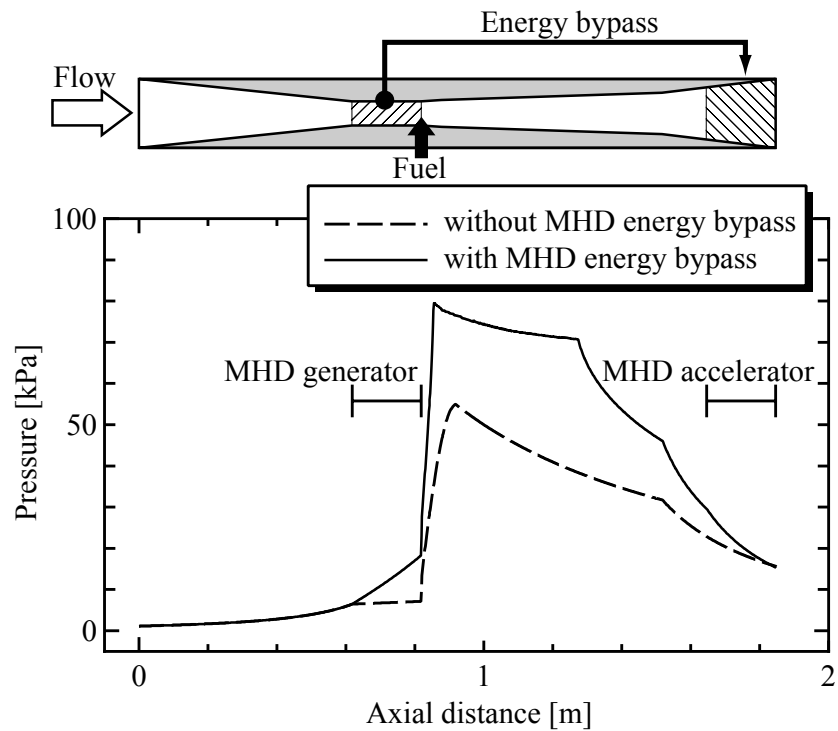


図 3.15 入口マッハ数 8 における圧力分布の比較

3.3.2 壁面摩擦に関する考察

壁面摩擦はスクラムジェットエンジンの推力に大きい影響を及ぼす [6]。流速や圧力などの変化は、推力の要素のひとつである摩擦力に影響を与える。ここでは、MHD エネルギーバイパスを用いた場合における摩擦力の変化について詳しく議論する。図 3.16 に壁面に働く摩擦力の分布を示す。MHD エネルギーバイパスを用いた場合、MHD 発電機において摩擦力が増加している。しかし、燃焼器の入口で摩擦力の大きさが入れ替わり、燃焼器から MHD 加速器までの区間で MHD エネルギーバイパスを用いない場合より低い摩擦力となった。本節では、この摩擦力の挙動について詳しく検討する。

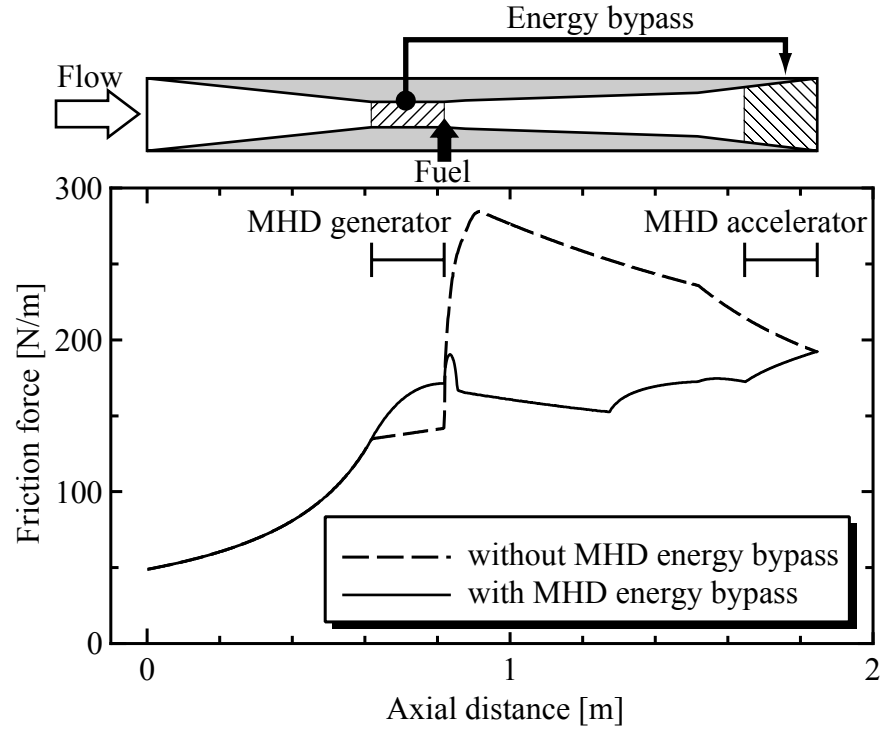


図 3.16 入口マッハ数 8 における摩擦力分布の比較

摩擦力は式 (2.3) および式 (2.7) から求められるので、密度、流速、レイノルズ数およびマッハ数で決定される。摩擦力の項を任意の $x=x_1$ の断面について考えると、次のように変形できる。

$$\begin{aligned}
 F_{friction}|_{x=x_1} &= \frac{1}{2} \frac{\rho_{x_1} u_{x_1} A_{x_1}}{A_{x_1}} \cdot u_{x_1} \cdot \frac{0.046 \cdot (\text{Re}_{x_1}^{Dh/2})^{-1/5}}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{x_1}^2\right)^{0.467}} A_{x_1, wet} \\
 &\propto \frac{u_{x_1} (\text{Re}_{x_1}^{Dh/2})^{-1/5}}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{x_1}^2\right)^{0.467}}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

レイノルズ数は $-1/5$ に比例しており、前節で示した流速やマッハ数の変化に比較してその変化は大きくない。よって、レイノルズ数を定数として式 (3.1) をさらに近似すると、次のように書ける。

$$F_{friction}|_{x=x_1} \propto \frac{u_{x_1}}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{x_1}^2\right)^{1/2}} \tag{3.2}$$

式 (3.2) から明らかなように、摩擦力は流速の変化だけでなく、圧縮性補正によって導入されたマッハ数の変化の影響も受ける。MHD エネルギーバイパスを用いた場合には流速が低下することが特徴であり、摩擦係数が一定と仮定した場合には流速を含めた動圧の低下に伴って摩擦力の低下が得られる。一方、図 3.12 に示すようにマッハ数も変化するので、一概に摩擦力が低下するとは言えない。実際、MHD 相互作用のある場合、ジュール加熱によって、流れの温度は上昇しており、音速が増加しているために流速の低下に比べてマッハ数の低下の割合の方がより大きい。 x_1 を同じ位置に取れば比例定数は同じなので、MHD エネルギーバイパスの有無における摩擦力項の比を用いて摩擦力の大きさを比較する。1 より大きい場合は MHD エネルギーバイパスを用いた方が摩擦力が大きいことを表す。 x_1 を MHD 発電機内の位置にとり流速およびマッハ数を代入すると、

$$\frac{F_{friction}|_{x=0.7,MHD}}{F_{friction}|_{x=0.7,w/o MHD}} = \frac{2000/(1+(\gamma-1) \cdot 4.0^2/2)^{1/2}}{2300/(1+(\gamma-1) \cdot 5.4^2/2)^{1/2}} = 1.1 > 1.0 \quad (3.3)$$

である一方、燃焼器内の位置にとると次のようになる。

$$\frac{F_{friction}|_{x=1.0,MHD}}{F_{friction}|_{x=1.0,w/o MHD}} = \frac{1100/(1+(\gamma-1) \cdot 1.1^2/2)^{1/2}}{1900/(1+(\gamma-1) \cdot 1.9^2/2)^{1/2}} = 0.68 < 1.0 \quad (3.4)$$

このことから、MHD 発電機においては摩擦力が増加しているが、燃焼器では摩擦力が減少することが確認できた。

さらに、燃焼器での摩擦力の変化について考察する。燃焼器では発熱に伴い、流速およびマッハ数が大きく変化し、摩擦力もその影響を受ける。式 (3.2) を熱入力量 q で微分すると、次の式を得る。

$$\frac{dF_{friction}}{dq} \propto \frac{1}{(1+(\gamma-1)M^2/2)^{1/2}} \frac{du}{dq} - u \frac{1}{2} \frac{(\gamma-1)/2 \cdot 2M}{(1+(\gamma-1)M^2/2)^{3/2}} \frac{dM}{dq} \quad (3.5)$$

さらに、上式中の du/dq および dM/dq を簡略化するため、等断面積・非粘性熱入力流れであるレイリ一流れの関係式を代入すると以下の式を得る。

$$\frac{dF_{friction}}{dq} \propto \frac{u}{h(1+(\gamma-1)M^2/2)^{1/2}(1-M^2)} \left[1 - \frac{(\gamma-1)M^2/2 \cdot (1+\gamma M^2)}{2(1+(\gamma-1)M^2/2)} \right] \quad (3.6)$$

この見積りより、摩擦力の熱入力に対する微係数の符号に注目し、摩擦力の挙動について考察する。まず、比例定数は断面積と質量流量なので、正である。図 3.11 より流速は常に正、すなわち逆流はなく、また図 3.14 より分離部より下流では標準状態における温度 20℃よりも温度は高く、流れのエンタルピー h は常に正である。よって、式 (3.6) の右辺の符号の正負はマッハ数のみによって決定される。式 (3.6) 右辺前半の分

数の符号はマッハ数 1 で以上で負となり、また、右辺後半大括弧内の符号はマッハ数約 1.7 で以上で負となる。よって、摩擦力の挙動は表 3.2 のようにまとめられる。

表 3.2. 熱入力のある流れにおける摩擦力の熱入力に関する微分の挙動

Mach no.	1.0		1.7	
$\frac{dF_{\text{fric}}}{dq}$	+	0	-	0
Friction	Increase		Decrease	

さらに、式 (3.6) の右辺をレイリー流れの関係式を再び用いて摩擦力のマッハ数に関する微分に変形すると次式を得る。

$$\frac{dF_{\text{friction}}}{dM} \propto \frac{2u}{M(1+(\gamma-1)M^2/2)^{1/2}(1+\gamma M^2)} \left[1 - \frac{(\gamma-1)M^2/2 \cdot (1+\gamma M^2)}{2(1+(\gamma-1)M^2/2)} \right] \quad (3.7)$$

式 (3.7) の右辺前半は常に正であるので、熱入力のある流れにおいてマッハ数に対する摩擦力の変化は表 3.3 に示す通りとなり、マッハ数約 1.7 で極大値をとる。

表 3.3. 熱入力のある流れにおけるマッハ数に対する摩擦力の挙動

Mach no.	1.0		1.7	
$\frac{dF_{\text{fric}}}{dM}$	+	+	0	-
Friction				

図 3.12 および図 3.16 の燃焼器入口部分を拡大した図 3.17 に注目すると、MHD エネルギーバイパスを用いた場合にはマッハ数が約 1.7 まで減少した位置で摩擦力が極大となり、減少に転じている。一方、MHD エネルギーバイパスを用いない場合は熱入力が終了するまで摩擦力が増加する。このことから、等断面積・非粘性のレイリー流れの仮定を用いて導いた表 3.3 の摩擦力に関する検討も本計算条件では妥当であるといえる。表 3.3 より、燃焼器入口マッハ数は超音速の範囲内でできるだけ低くすることが摩擦力の低減に対して有効であり、マッハ数 1.7 以下とすることによってより低い摩擦力に抑えられることがと分かった。よって、MHD エネルギーバイパスを用いた場合の方が燃焼器入口マッハ数をより低くできるので、エンジンに働く摩擦力を低減できることが示唆された。

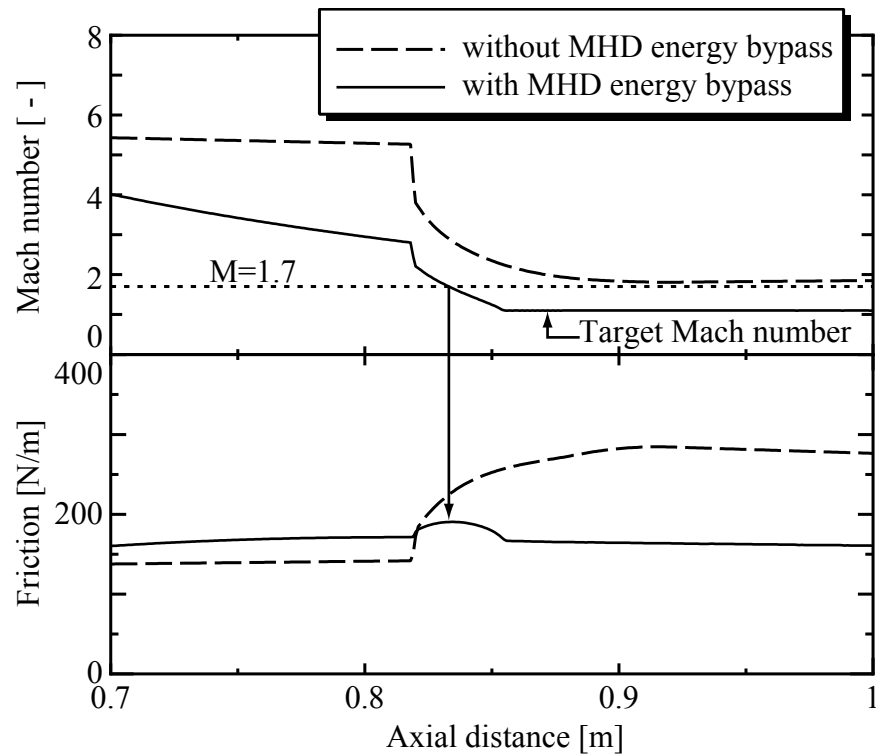


図 3.17 入口マッハ数 8 における燃焼器入口付近のマッハ数および摩擦力分布

3.3.3 MHD 負荷条件と推進性能に関する考察

これまでは相互作用係数 0.30 で固定した場合について流体の挙動を詳しく考察してきたが、ここでは、相互作用係数を変化させた場合の性能の変化に注目する。まず、図 3.18 に相互作用係数に対する圧縮比の変化を示す。

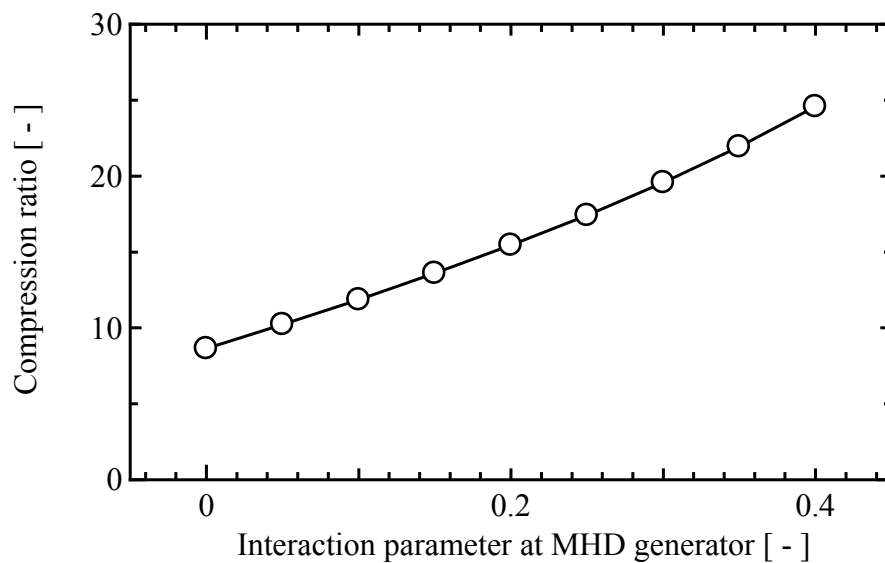


図 3.18 MHD 発電機における相互作用係数に対する圧縮比の変化

MHD 相互作用を強くするに従って、圧縮比は単調に増加した。相互作用係数 0.40 の条件では MHD エネルギーバイパスを用いない場合に比べておよそ 3 倍程度の圧縮比を得ることが出来た。これは、運動エネルギー効率 0.98（付録 A 参照）のインレットの場合 [53]、縮流比およそ 8 のエンジンに相当する。JAXA における飛行マッハ数 8 の飛行条件における実験では縮流比 8.33 のインレットが用いられているので、有効な圧縮比の増加があるといえる。

エンジンの推力はエンジン入口と出口の衝撃関数の差より求めるので、式 (2.2) および式 (2.17) より、次の式を導くことができる。

$$\begin{aligned} F &= (\rho_{exit} u_{exit}^2 + p_{exit}) A_{exit} - (\rho_{in} u_{in}^2 + p_{in}) A_{in} \\ &= \int p dA + \int F_{MHD} dx - \int F_{friction} dx \end{aligned} \quad (3.8)$$

式 (3.8) の 2 行目から分かるように、MHD エネルギーバイパスを用いないスクラムジェットエンジンの推力はエンジン壁面に直接働く圧力の分布と摩擦力によって決められる。一方、MHD エネルギーバイパスを用いた場合には、推力については体積力であるローレンツ力を含めた検討が必要である。図 3.19 に MHD 発電機における相互作用係数と推力に占める圧力、摩擦力およびローレンツ力を示す。

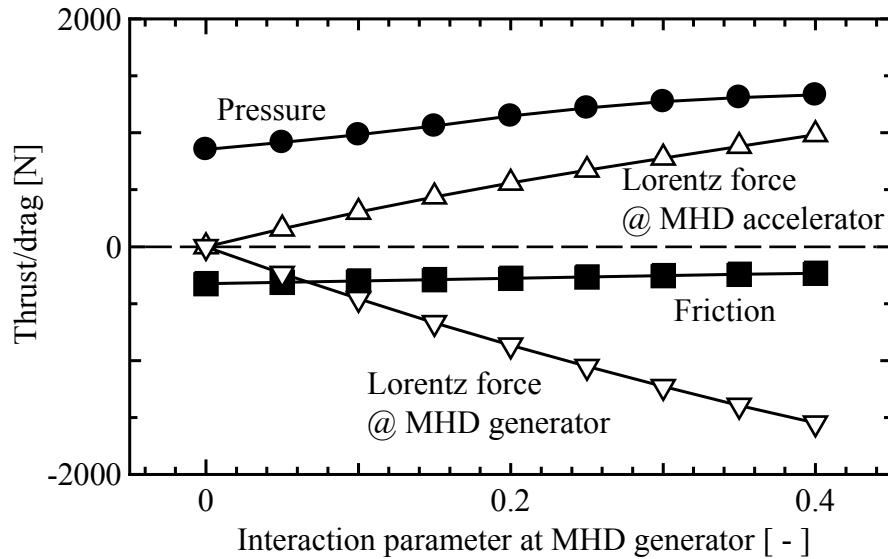


図 3.19 MHD 発電機における相互作用係数に対する推力の内訳の変化

まず、MHD 発電機における相互作用係数の増加とともに圧力による推力の増分が大きくなっている。図 3.15 の圧力分布に注目すると、MHD エネルギーバイパスを用いた場合には、分離部（MHD 発電機）からエンジン出口までの広い範囲で MHD エネルギーバイパスを用いない場合よりも高い圧力となっている。また、図 2.3 から分かるように、分離部より下流では断面積の変化は $dA \geq 0$ であるため、MHD エネル

ギーバイパスを用いることによって得られた圧力の上昇は全て推力の増加につながっている。

相互作用係数の増加とともに摩擦力が減少することについては、前節で述べた。異なる相互作用係数に対する摩擦力分布は図 3.20 に示すように変化し、これらの影響は正味の推力を増加させるように働くことが確認できた。

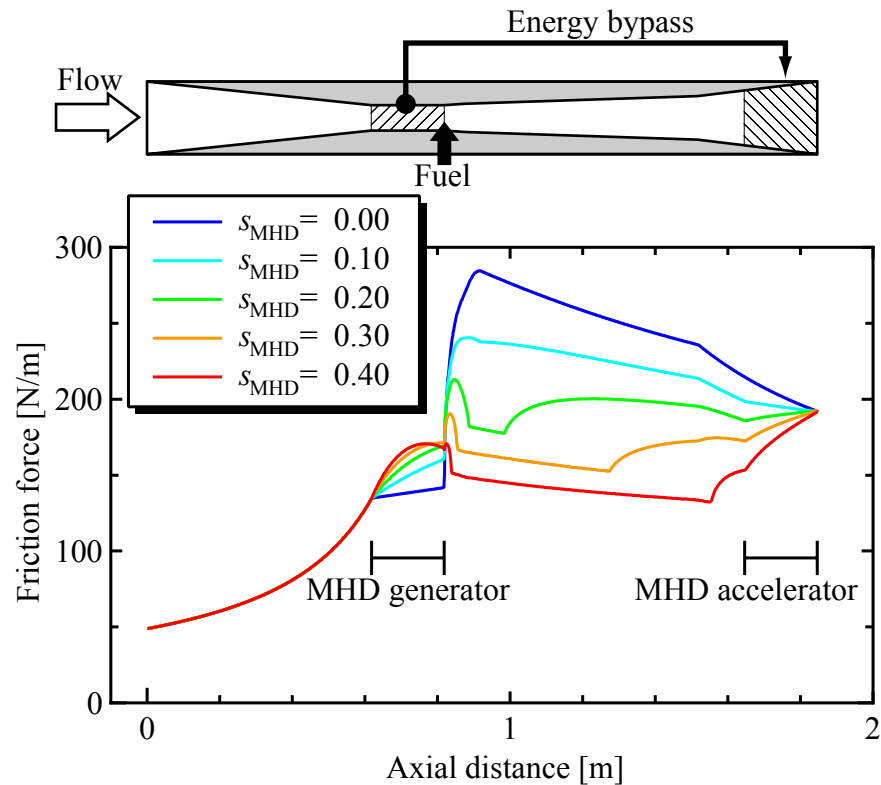


図 3.20 異なる MHD 発電機相互作用係数に対する摩擦力分布の変化

一方で、MHD 発電におけるローレンツ力による運動量の低下が推力の増加分と同程度あるため、これらの効果が相殺し、正味の推力は限られた条件でのみ増加することが分かった。MHD エネルギーバイパスを用いない場合の推力で規格化した MHD 発電機における相互作用係数に対する推力を図 3.21 に示す。最大の推力の変化はおよそ 8% 程度であった。

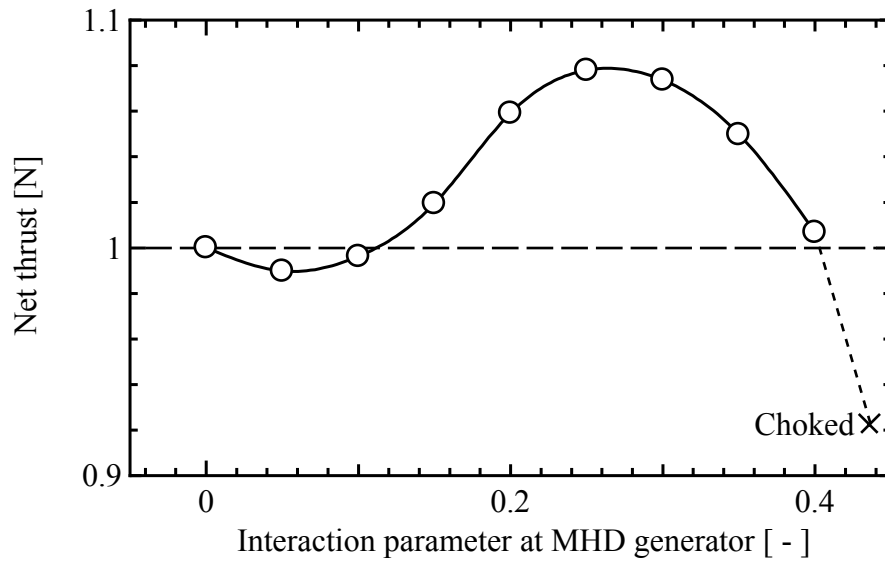


図 3.21 MHD 発電機における相互作用係数に対する正味推力の変化

さらに、図 3.21 に示す MHD 発電機における相互作用係数がもっとも大きい 0.40 より大きい相互作用係数の条件では、MHD 発電機における強い減速によって燃焼器入口マッハ数が 1 に非常に近くなり、燃料の注入によって質量流量が増加することによって流れが閉塞するため、推力を得ることができなかつた。

3.3.4 エンジン入口マッハ数に対するエンジン性能の変化

前節ではマッハ数 8 を代表的なエンジン入口マッハ数としてエンジン入口気流条件を固定して考察を行った。本章の目的はスクラムジェットエンジンを設計マッハ数よりも高いエンジン入口マッハ数で運転した場合の MHD エネルギーバイパスシステムを応用し、圧縮性能を改善することにある。よって、ここでは設計マッハ数であるエンジン入口マッハ数 4 から、より高い 10 までマッハ数を変化させて、エンジン性能および流体挙動について考察する。

図 3.22 にエンジン入口マッハ数と MHD 発電機における相互作用係数に対する正味推力の変化を示す。正味推力は各マッハ数で MHD エネルギーバイパスを用いない場合の正味推力で規格化してある。横軸にエンジン入口マッハ数、縦軸に MHD 発電機における相互作用係数を取り、変化を色および等高線で示した。薄い灰色で示した格子の格子点が実際に数値計算を行った点である。よって、マッハ数 7 および 8 にそれぞれ極大値が存在するが、これは格子点間隔が広いためである。

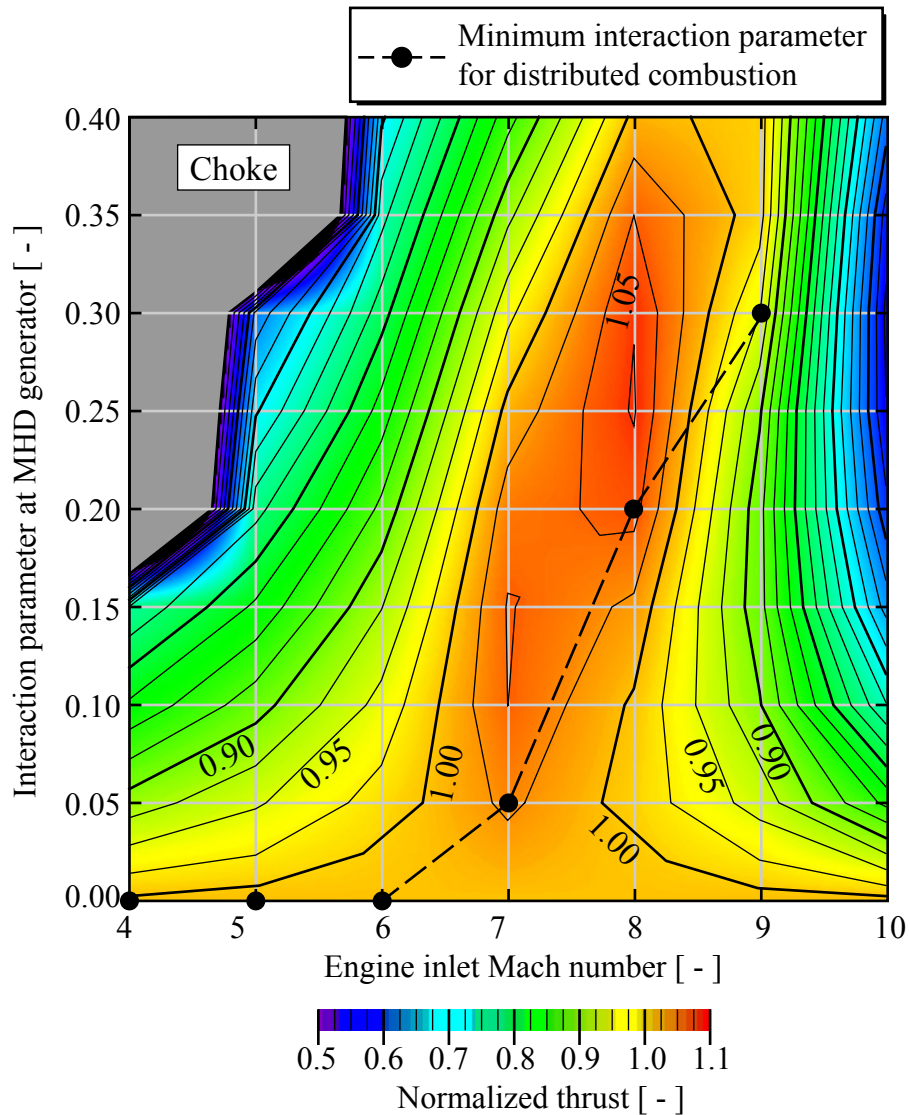


図 3.22 異なるマッハ数における相互作用係数に対する規格化した推力

エンジン入口マッハ数 4 の場合には相互作用係数が 0.15、マッハ数 5 の場合には 0.30 より高い相互作用係数の条件は灰色で示してある。この領域の相互作用条件においては流れの閉塞によって解が得られていない。低いエンジン入口マッハ数の流れに対して強い相互作用を加えると、燃焼器入口のマッハ数が 1 付近まで低下し、燃焼器入口における燃料の投入に伴う質量の増加によって流れが閉塞する。そのため、有効な結果が得られなかった。

黄色から赤色で示された領域が MHD エネルギーバイパスを用いない場合以上の推力が得られた領域である。当然、図の最も下側は相互作用係数 0.00 なので値は 1.0 であるが、マッハ数 7 から 8 にかけて 1.0 よりも大きくなっている領域が相互作用係数の高い方に向かって伸びている。また、この領域は正の傾きを持っており、マッハ数が高くなるにつれて高い相互作用係数において性能の向上が達成されている。極大値

はマッハ数 7 で相互作用係数 0.15、マッハ数 8 では 0.25 において得られているさらに高いマッハ数のマッハ数 9 では相互作用係数 0.40 で最大の推力を得ている。また、エンジン入口マッハ数 10 では相互作用係数 0.30 で極小となり、上昇に転じている。さらに高い相互作用係数では多少の性能向上が期待できる。

ここで、各エンジン入口マッハ数における推力の内訳を図 3.23 に示す。図 3.23 は式 (3.8) における圧力項、摩擦力項および MHD 発電機と MHD 加速器におけるローレンツ力の項の大きさを、それぞれ MHD 発電機における相互作用係数に対してプロットした。まず、それぞれの場合のローレンツ力に注目する。エンジン入口のマッハ数によらず、ローレンツ力は加速・減速ともにほぼ同じ変化をしている。MHD 発電機におけるローレンツ力は相互作用係数によって流れの運動量 ρu^2 に対する比として与えられている。一方でエンジン入口条件としてエンジン入口動圧一定の仮定をしているので、インレット部において多少摩擦の効果が変化するものの、動圧 $\rho u^2/2$ は MHD 発電機においてもエンジン入口マッハ数が変化しても大きく変化しない。よって、MHD 発電機におけるローレンツ力はエンジン入口マッハ数によって大きく変化しない。さらに、MHD 加速器においては、消費するエネルギーが MHD 発電機によって取出されたエネルギーとしており、消費するエネルギーに対するローレンツ力の大きさは加速効率で決定されているので、MHD 加速器におけるローレンツ力の変化は MHD 発電機に依存しているため、マッハ数の変化に対する変化は大きくなかった。また、壁面摩擦力の絶対値に多少の違いはあるが、その変化は入口マッハ数に強く依存しているとはいえず、極値や変曲点を持つような変化は見られない。また、縦軸が他の 3 図に比べて 5 倍に強調してあることから、絶対値の差は性能の向上には寄与するが、推力が相互作用係数に対して極値を持つことには影響していないと言える。

相互作用係数を大きくすると、MHD 加速器におけるローレンツ力は単調増加し、MHD 発電機におけるローレンツ力および摩擦力の項は相互作用係数の変化に対して単調減少していた。これに対し圧力項は、エンジン入口マッハ数 4 および 5 では単調減少し、エンジン入口マッハ数 6 では相互作用係数 0.15 付近で、エンジン入口マッハ数 7 では相互作用係数 0.30 付近で極大値をとり、増加から減少に転じている。エンジン入口マッハ数 8 と 9 においても圧力項の変化は単調増加であるが、直線的ではない。エンジン入口マッハ数 8 の場合には、相互作用係数およそ 0.20 を境に相互作用係数が低い側が僅かではあるが下に凸、相互作用係数が高い側が上に凸の形となっており、エンジン入口マッハ数 9 においても相互作用係数 0.25 から 0.30 付近に変曲点がある。また、エンジン入口マッハ数 10 の場合には全体的に下に凸となっている。

中塗りのプロットで示した最短距離で燃焼が完了する条件と白抜きのプロットで示した分布燃焼となっている条件に注目して圧力成分の変化を比較すると、中塗りの場合に下に凸、白抜きの場合に上に凸になっている。変化を分かりやすくするため、マッハ数 8 の場合に直線の破線で補助線を示した。すなわち、分布燃焼が圧力成分の変化に密接に関わっていると考えられ、結果として正味推力の変化につながっている。分布燃焼となっている場合には、マッハ数が目標マッハ数より低くならないように発熱量を抑える制御をしているので、燃焼効率が 1 となるまでにより長い距離が必要である。燃焼器入口マッハ数が低下するに従って、燃焼効率が 1 となるまでの距離

は長くなり、燃焼器上流側での発熱量が低下するために、圧力上昇も低くなると考えられる。

このように、摩擦力低下のためには低い燃焼器入口マッハ数が望ましいが、発熱量の制限を受ける場合には圧力の上昇を抑制してしまうため、両者の間に最適値があると考えられる。図 3.22 においても黒丸のプロットで示した分布燃焼の開始相互作用係数付近で高い性能が得られていることが確認できる。

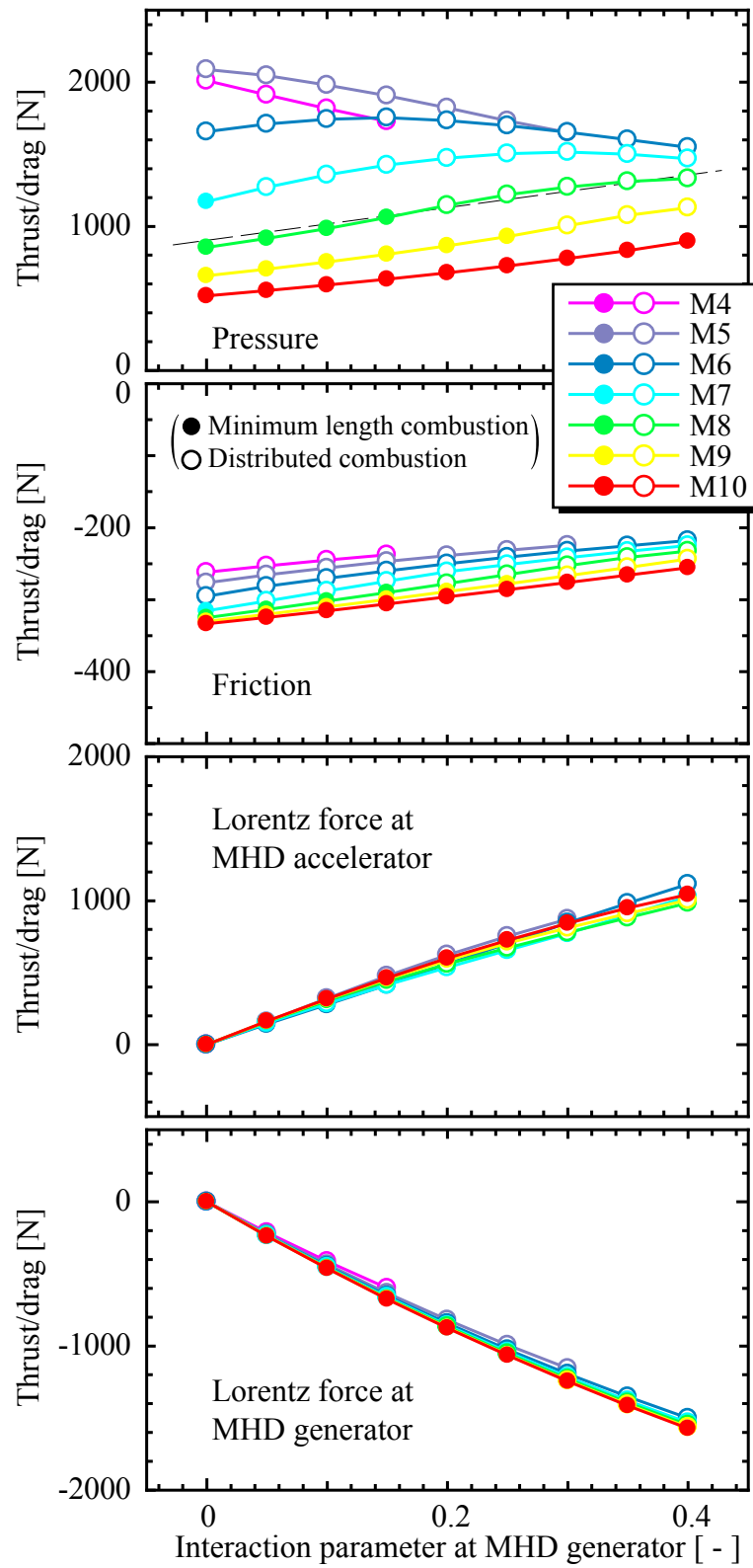


図 3.23 各マッハ数における推力に占める圧力・摩擦力・ローレンツ力成分の比較

3.4 MHD エネルギーバイパスの 利用による点火への影響

3.4.1 高縮流比計算モデルと計算条件

前節で調べたとおり、MHD エネルギーバイパスシステムを用いることによって圧縮比を増加させ、燃焼圧力を高くすることができた。しかしながら、MHD 発電機における発電に伴う運動量の損失が大きく、正味推力の増加は限られた条件でのみ可能であり、またその増加量は最大でも 8% 程度であった。このように、推力の増加への寄与は大きくなかったと言えるが、縮流による圧縮に比べ、非常に大きい流速の低下やマッハ数の低下が示唆されたことは注目すべき点である。燃焼器入口の流速や圧力、温度などの変化は燃料の点火に影響を与えることが知られている。

ここまでの検討では化学平衡状態を仮定していたために、燃焼は混合律速であり最低 100 mm の混合距離で完全燃焼が得られていた。一方で、本研究で対象としている低縮流比のエンジンでは反応速度に比べ混合気の燃焼器における滞在時間が短く、温度・圧力ともに低いために、飛行マッハ数 8 の気流条件ではエンジン内で燃焼に伴う強い圧力上昇が得られないという実験結果が報告されている [4]。このため、MHD 発電機を用いることによって得られる点火性能の変化を調べるため、化学反応速度を考慮し、点火遅れに関する見積もりを行う必要がある。本節では反応速度については 0 次元計算を行うことによって、点火遅れ時間を見積もり、MHD エネルギーバイパスシステムの点火に与える影響について考察する。

反応速度を考慮した計算には、NASA で開発された LSENS コードを用いて点火に必要な時間を計算する [54]。本計算プログラムはオプションによって準一次元計算を行うことも可能であるが、摩擦の影響を導入することが困難であるため、正確な推力を見積もることができない。このため、ここでは 0 次元計算によって燃焼開始までの時間を計算し、流れのエンジン内滞在時間と比較することによって点火性能の検討を行った。

また、本節では点火性能の比較のために、MHD エネルギーバイパスを用いずに縮流比を変化させたエンジンにおける燃焼器滞在時間および点火遅れ時間についても検討する。縮流比を増加させたエンジンの形状は次のように決定した。縮流比を増加させるためにインレット部の圧縮角を増加させた場合には、より強い斜め衝撃波を生じることとなり、斜め衝撃波による損失を無視している現在の計算では不適当な見積もりになる可能性がある。そのため、圧縮角は図 2.3 で示したエンジンと同じ 6 度で一定とし、インレット部の長さを長くすることによってより高い圧縮比を得ることとする。分離部より下流側の断面積比分布は、図 3.24 を比例的に縮流させたものとする。ここでは元の縮流比 (Contraction ratio; CR) 2.86 の他、JAXA でマッハ 8 気流条件 (入口マッハ数 6.7) のエンジン試験に用いているエンジンと同じ縮流比 8.33 について計算した。また、縮流比 10、20 の各場合についても計算を行った。それぞれの条件におけるインレット部の概念図を図 3.24 に示す。図 3.24 から分かるように、縮流比を増加させた場合にはインレット部の延長に伴いインレット部における壁面の面積が増加し、壁面摩擦が増加する。超音速ディフューザのスロート断面積と始動性

に関するカントロピッドナルドソンの関係式 [56] から、マッハ数 8 の本気流条件では始動可能な最大断面積比が 20.88 と求まる。よって、断面積比 20 以上のインレットについてはここでは議論しない。

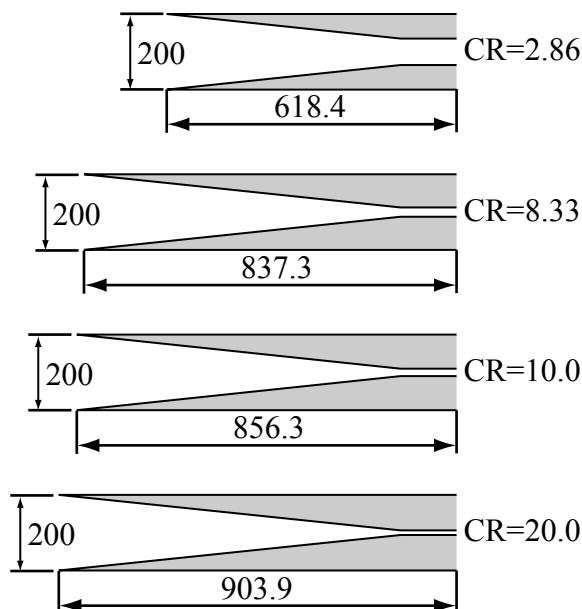


図 3.24 縮流比を増加させた場合のインレット形状モデル

エンジン入口気流条件はマッハ数 8 の条件とした。本節における計算条件を表 3.4 に示す。

表 3.4. 点火性能の検討に用いる計算条件

Inlet Mach number	8.0
Interaction parameter	0.00 ~ 0.40 @ MHD generator
Inlet contraction ratio	2.86 (MHD energy bypass) 2.86, 8.33, 10, 20 (w/o MHD energy bypass)
Equivalence ratio	1.0
Fuel injection	At once

3.4.2 MHD 発電機における圧縮と点火遅れに関する考察

まず、流路形状および MHD 付加条件の違いによる流れの変化を示す。縮流比および相互作用係数と圧力比の関係を図 3.25 に示す。特に圧力は本計算条件の範囲内では MHD 相互作用による圧縮に比べ、縮流比の増加に伴って急激に増加している。以後、MHD を用いたエンジンと高い縮流比を持つエンジンの比較を行うため、圧縮比に対する各パラメータの変化を示す。

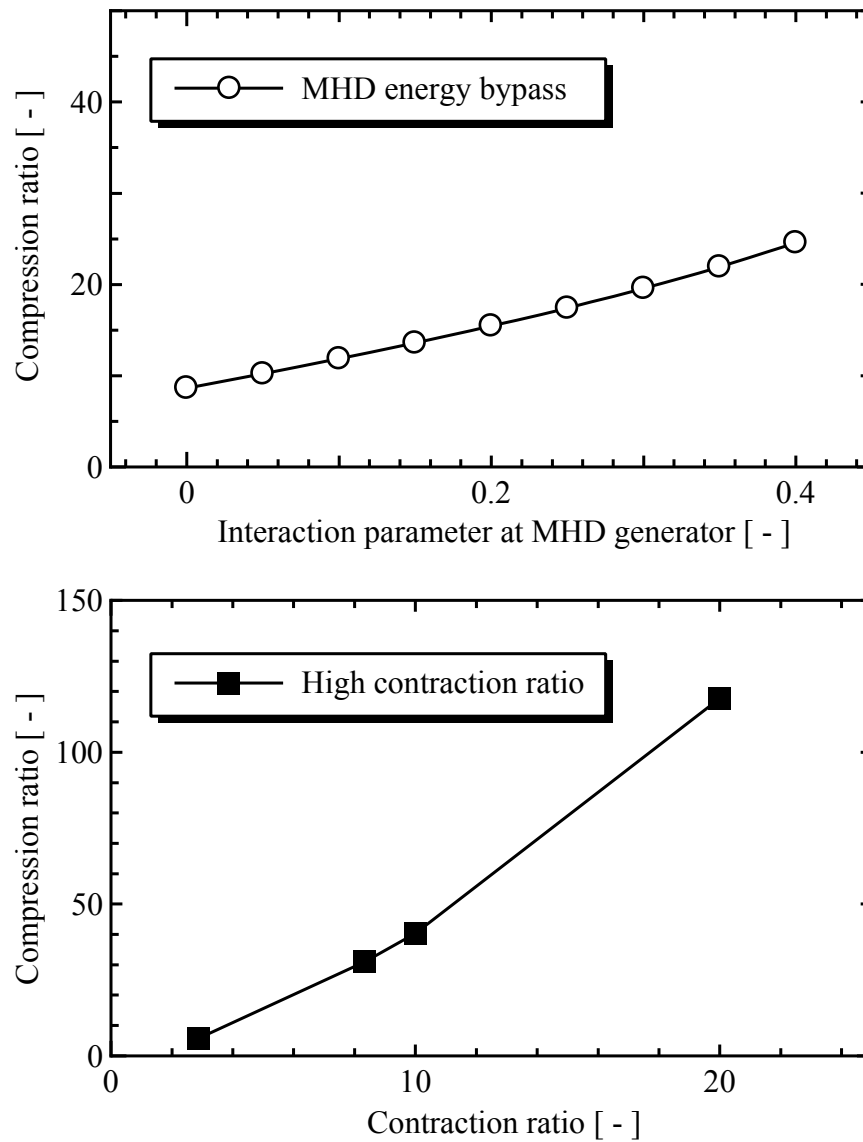


図 3.25 相互作用係数および縮流比に対する圧縮比の変化

圧縮比に対する流体の燃焼器滞在時間を図 3.26 に示す。本研究では流体の燃焼器滞在時間は燃焼器入口の流速を持った流れが燃焼器入口からエンジン出口までの距離を移動するために必要な時間と定義する。すなわち、燃焼器入口からエンジン出口までの距離 1.03 m を燃焼器入口流速で除した値に等しい。燃焼器滞在時間が長い場合には、より混合・点火に時間的余裕ができるため、燃焼には好ましい。

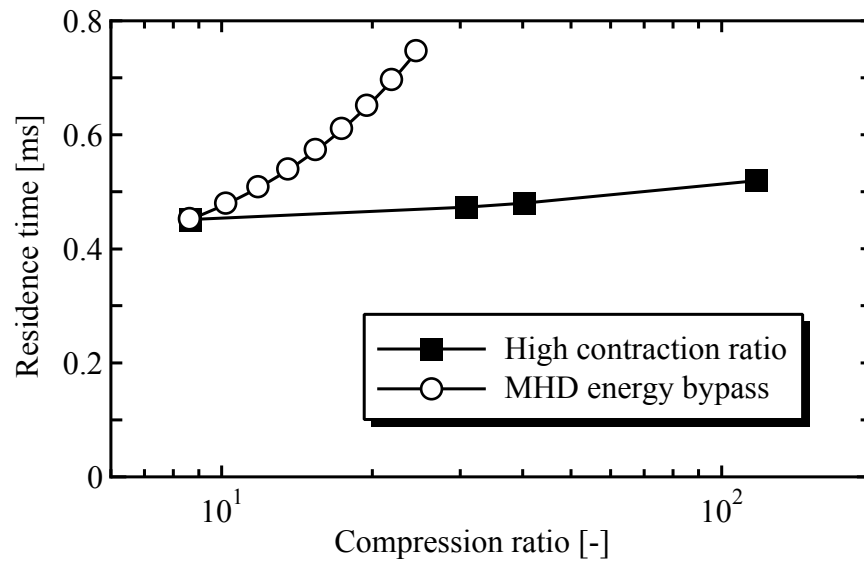


図 3.26 相互作用係数および縮流比に対する燃焼器滞在時間の変化

図 3.26 より、MHD 相互作用を大きくするに従って燃焼器入口の流速が低下するために、燃焼器滞在時間が長くなっている。MHD エネルギーバイパスを用いない場合には 0.45 ms 程度であった滞在時間が MHD 相互作用の増加とともに単調に増加し、相互作用係数 0.40 では約 1.7 倍の 0.75 ms まで増加している。この変化は縮流比を増加させた場合と同様の变化であり、相互作用係数 0.05 で縮流比 8.33 の場合と同等の燃焼器滞在時間を得ることができた。同じ圧縮比で比較すると、MHD 相互作用を用いた場合に、より長い燃焼機滞在時間を得ることが分かった。圧力比 11 ではおよそ 1.5 倍の燃焼器滞在時間となった。流路形状のみで流れを圧縮を行った場合には流速の変化が比較的小さく、流速に比べ圧力および密度が上昇することが特徴である。また、燃焼器入口静温は燃焼の開始に非常に重要なパラメータであり、当然他の条件にもよるが、水素と空気の混合気の場合、一般的に 1000 K 程度の温度が必要とされる。図 3.27 に示す縮流比および相互作用係数に対する燃焼器入口静温に注目すると、MHD 発電機における相互作用係数 0.40 の条件ではおよそ 1000 K となった。また、縮流比 20 のエンジンでは 1100 K まで静温が上昇している。すなわち、同じエンジン入口静温を達成するために、縮流比を変化させた場合にはより高い圧縮比となる形状が必要となる。これに対し、ある圧力比のインレット部を考えた場合には、MHD 発電機を用いた場合により高い燃焼器入口静温が得られる。実際のエンジンでは燃料噴射口付近にステップを用いた再循環領域やプラズマトーチなど点火器を設置することによって点火と保炎を行っている。ここでは局所解析であるため、これら点火器などの影響を考慮することはできないが、縮流比 8.33 のエンジンがマッハ数 8 の気流条件で実際にエンジン内で燃焼を実現していることを考慮し、高い縮流比のエンジンと比較することによってその点火特性の有効性を考察する。

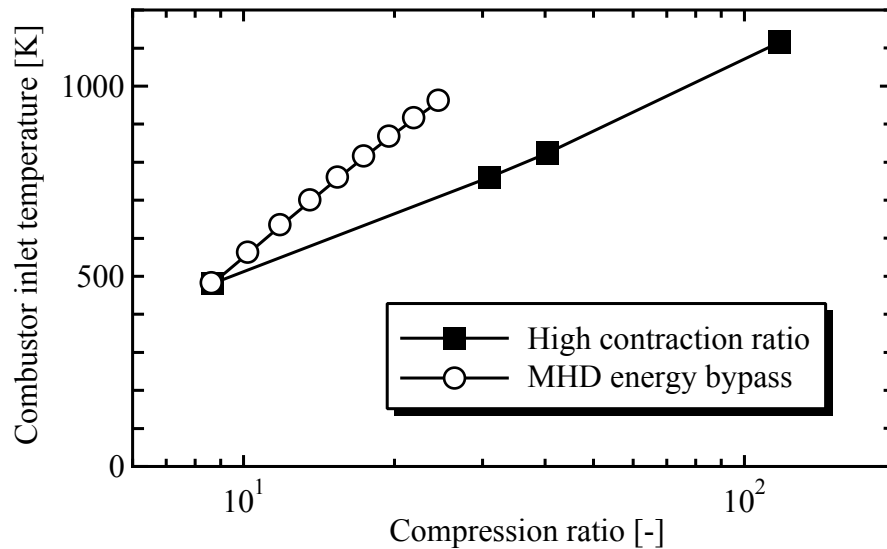


図 3.27 相互作用係数および縮流比に対する燃焼器入口静温の変化

ここで、点火性能の比較のためにダムケラー数 (Damkohler number) を定義する。ダムケラー数は流体の特性時間と点火遅れ時間の比であり、着火や消炎を評価するためにしばしば用いられる無次元数である。本研究では流体の特性時間として図 3.26 に示した燃焼器滞在時間を用いる。また、点火遅れ時間は、燃焼ガスの温度上昇量が最終的な温度上昇量 (燃焼が進み、化学平衡に達した状態) の 5% に達する時間とする (図 3.28 参照)。すなわち、本論文で定義するダムケラー数が大きい方が点火条件が改善することを表す。ただし、本研究では保炎や点火器、境界層内での反応など厳密な滞在時間と厳密な点火遅れ時間を考慮しないため、ここでのダムケラー数が 1 未満であっても実際のエンジンではエンジン内で燃焼が実現できる。

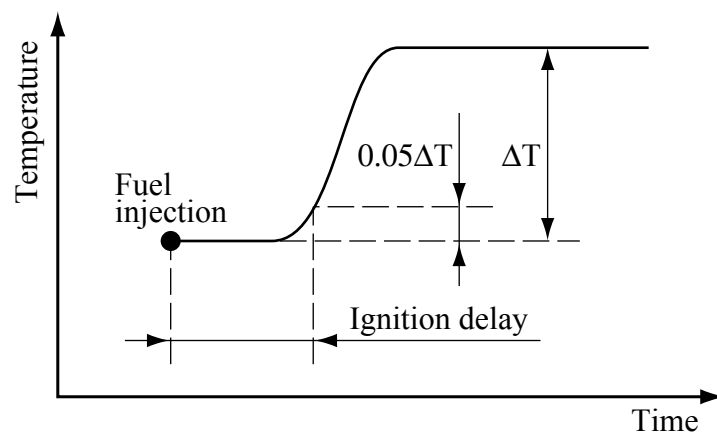


図 3.28 点火遅れ時間の定義

図 3.29 に MHD エネルギーバイパスを用いた場合および MHD エネルギーバイパスを用いずに縮流比を変化させた場合のダムケラー数を示す。また、各プロットの隣に MHD 発電機における相互作用係数（MHD を用いた場合）と縮流比（高い縮流比のエンジンの場合）を示す。

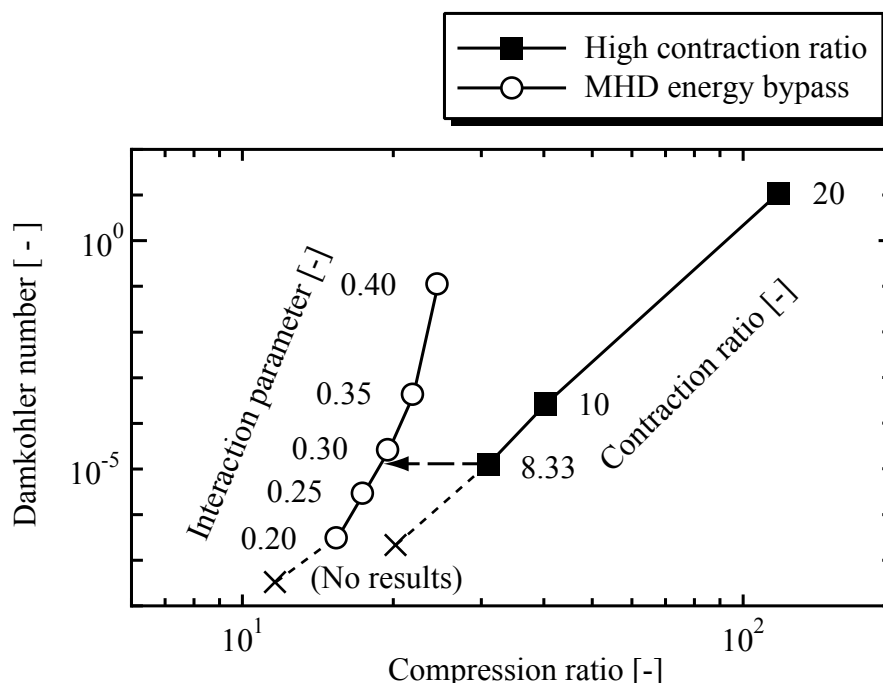


図 3.29 相互作用係数および縮流比に対するダムケラー数の変化

MHD エネルギーバイパスを用いた場合の相互作用係数 0.15 以下および MHD エネルギーバイパスを用いない場合の縮流比 2.86 の条件では 10^8 s の計算範囲内で燃焼による温度上昇は得られなかった。低い縮流比の形状を固定したまま MHD 相互作用係数を増加させていくと、MHD 発電機における相互作用係数 0.20 で有限時間内の燃焼を得ることができた。さらに高い相互作用係数を増加させると、相互作用係数 0.40 ではダムケラー数は $\sim 10^{-1}$ 程度まで増加させることができた。一方で縮流比を増加させた場合にも縮流比の増加に従って点火遅れ時間の短縮が得られた。

縮流比を変化させた場合の結果と MHD エネルギーバイパスを用いた場合の結果を比較すると、縮流比 8.33 と相互作用係数 0.30、縮流比 10 と相互作用係数 0.35 がおよそ同程度のダムケラー数となっている。JAXA におけるスクラムジェットエンジンの燃焼試験では、飛行マッハ数 8 の条件（エンジン入口マッハ数 6.7）において縮流比 8.33 のエンジンで燃焼器内で有効な燃焼による圧力上昇を計測することができている。このことから、相互作用係数 0.30 以上ではエンジン内で燃焼を実現できると期待できる。

以上より、縮流比の比較的小さいエンジンであっても MHD エネルギーバイパスを用いることによってエンジン内で燃焼を実現し、推力を発生できる可能性が示唆された。

3.5 まとめ

低縮流比のスクラムジェットエンジンに MHD エネルギーバイパスを応用したスクラムジェットエンジンの性能について検討した。その結果、以下のことが明らかになった。

MHD エネルギーバイパスに使用する MHD 発電機および MHD 加速器の位置の最適化を試みた。また、燃焼制御方法の違いによる性能の変化を明らかにした。

1. MHD 発電機の位置は最も下流側の分離部に設置した場合に最も大きい推力を発生した。MHD 発電機をインレット部上流に設定した場合と比較して 18% の推力増加があった。
2. MHD 加速器は最も下流に設置した場合に最も大きい推力を発生した。MHD 加速器を燃焼器下流に設置した場合と比較して 6% の推力増加があった。
3. 燃料は燃焼器上流側の一箇所ですべて投入した場合に、より大きい推力を発生した。MHD エネルギーバイパスを用いない条件では 1.5% の推力増加があった。ただし、分布燃焼の制約下では、流れ方向に徐々に燃料を投入する場合と同程度の推力となる。

MHD エネルギーバイパスの有無に対する流れ場の変化を示し、性能に与える影響を明らかにした。

4. MHD エネルギーバイパスを用いた場合には圧縮比の増加が得られた。MHD エネルギーバイパスを用いない場合の圧縮比が 8.6 であったものが MHD エネルギーバイパスを用いることによって相互作用係数 0.30 では圧縮比が 20 まで高められた。
5. MHD エネルギーバイパスを用いた圧縮比の増加が推力に占める圧力成分の増加につながることを明らかにした。ただし、分布燃焼の制約下では圧縮比の増加にも関わらず、推力に占める圧力成分は減少する場合があることを明らかにした。
6. MHD 発電機内における流速およびマッハ数の低下が摩擦力の低下につながっていることを明らかにした。マッハ数 8 の条件では相互作用係数 0.30 において 20% 以上の摩擦力の低下が得られた。
7. MHD エネルギーバイパスを用いることによって、推力に占める圧力成分の増加と摩擦力成分の減少が得られた一方で、ローレンツ力による運動量の損失があるために、正味の推力増加は 10% 以下に留まった。

相互作用係数およびエンジン入口マッハ数をに対する推力の変化を調べ、MHD 負荷条件が推進性能に与える影響を調べた。

8. 相互作用係数を固定した場合、マッハ数の増加とともに性能は増加し、最大値を取って、さらに大きいマッハ数では性能が低下することが分かった。相互作用係数が高い場合には最大値をとるマッハ数が高くなることを明らかにした。
9. MHD エネルギーバイパスを用いることによって推力の増加が得られる条件を明らかにした。推力の増加が得られる領域は分布燃焼の制約が関わっていることを明らかにした。最大の増加は 8% 程度であった。

MHD エネルギーバイパスが点火遅れに与える影響を評価し、次の結果を得た。

10. MHD エネルギーバイパスを用いることによってダムケラー数の増加が得られた。相互作用係数 0.30 において縮流比 8.33 と同程度のダムケラー数となり、実験との比較から、エンジン内で点火可能であることが示唆された。

第 4 章

境界層剥離条件を考慮したスクラムジェットエンジンの性能

4.1 はじめに

スクラムジェットエンジンの運転は必ずしも理想的な条件でなされる訳ではなく、様々な制約条件が課される。その中でも性能に対して大きい影響を与える要因として境界層剥離が挙げられる。

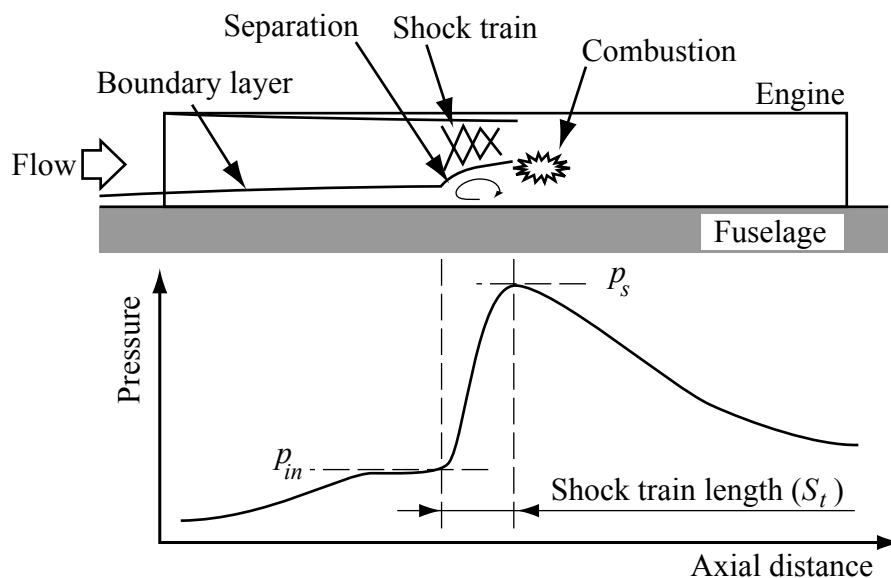


図 4.1 燃焼による境界層剥離と衝撃波列の概念図

境界層がある程度発達している場合、燃焼器における燃焼に伴う急激な圧力上昇によって生じた強い逆圧力勾配が境界層の剥離を引き起こし、燃焼器よりも上流側に伝わる。燃焼圧力が高くなると、剥離した境界層との相互作用によって衝撃波列を形成する（図 4.1）。インレット部は先細ノズルとなっているので、衝撃波を定在させることはできず、衝撃波がインレット部に達した場合には流路の閉塞を起こす。これを防ぐためにインレット部と燃焼器の間には断面積一定の分離部が設けられているが、分離部長さよりも長い衝撃波列を形成するような高い燃焼圧力ではやはり流路の閉塞が起こり、エンジンの不始動という現象につながる。不始動となったエンジンは有効な推力を発生することができないので、不始動を防ぐために境界層抽気や燃料の多段噴射 [9, 51] などの工夫が試みられている。このように、高い推力を発生するためには高い燃焼圧力が好ましいが、不始動という制約条件があるために燃料の投入量が制約されている。

ここでは、上記の制約を緩和するための手段として MHD エネルギーバイパスシステムの応用について考察する。MHD 発電による減速は流路の収縮による減速とは異なり、流速の速い主流部により強い減速力を働かせ、流速の低い壁面近傍では弱い減速力または加速力を印加することが可能である。このことによって、流路断面積の変化による減速とは異なった境界層の挙動を示すと考えられる。これまで、MHD 発電機に関する数値的研究から、MHD 発電時に境界層厚さが減少する場合が存在すると報告されている [45, 46]。また、実験的研究から、流速分布はその速い部分が減速され、流速の遅い壁面付近では流速が増加することが報告されている [47, 48]。よって、これらの報告と同様に MHD 発電機において MHD 相互作用を印加することが可能であれば、より高い圧力上昇に対して剥離しにくい流れとすることが可能と考えられる。本章では境界層内の MHD 相互作用を仮定し、MHD 発電が境界層に与える影響とその結果得られるエンジンの性能について考察する。

4.2 境界層のモデルと剥離の評価方法

本研究では準一次元計算を行っているため、詳細な境界層の発達を数値シミュレーションすることはできない。そのため、いくつかの仮定を行い、境界層の発達と MHD 相互作用をモデル化して解析を行う。ここで用いた主な仮定は、一定の流速プロファイルと、空間的に一様な電気伝導度と電界である。流速のプロファイルは高さ方向に分布を持つローレンツ力を印加することによって変化する可能性があるが、二次元以上の数値計算が必要となるので、プロファイルの変化を考慮した解析は今後の課題として示した。本章では下に凸のプロファイルを仮定しているので、境界層の運動量厚さの減少はすなわち、安定で剥離しにくい速度分布となることを表している。

ここでは境界層方程式から MHD 効果を含んだ一次元解析モデルを導出し、境界層厚さの見積もりを行う。境界層内の質量の保存、および運動量の保存から次の二式が導出される。ただし、乱流境界層を仮定し、 μ は乱流粘性係数とする。

$$\frac{\partial}{\partial x} \rho u + \frac{\partial}{\partial y} \rho v = 0 \quad (4.1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + f_{MHD} \quad (4.2)$$

本研究では積分形の方程式を用いて流れ方向に一次元の解析を行うので、式 (4.1) および式 (4.2) を任意の高さ h まで積分する。この際、方程式の整理のため、次の排除厚さおよび運動量厚さ、速度厚さを定義する。

$$\text{排除厚さ} \quad \delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e U_e} \right) dy \quad (4.3)$$

$$\text{運動量厚さ} \quad \delta_2 = \int_0^\delta \frac{\rho u}{\rho_e U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \quad (4.4)$$

$$\text{速度厚さ} \quad \delta_u = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \quad (4.5)$$

また、境界層内の速度プロファイルは一定と仮定し、式 (4.6) の 1/7 乗則 [55] を用い、境界層内は全温度一定と仮定する (式 (4.7))。

$$\frac{u}{U_e} = 0.683 \left(\frac{y}{\delta_2} \right)^{1/7} \quad (4.6)$$

$$\frac{T}{T_e} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2 \left(1 - \frac{u^2}{U_e^2}\right) \quad (4.7)$$

MHD 相互作用については、電流は流体の流れと垂直方向にのみ流れると仮定し、一般化されたオームの式より各 y 方向位置に関するローレンツ力 f_{MHD} を見積もる。

$$f_{MHD} = \sigma(E - uB)B \quad (4.8)$$

ただし、外部電界 E は y 方向の位置に寄らず一定とした。上記の定義および仮定を用いて運動量厚さについて整理すると、式 (4.9) になる。ただし、ローレンツ力の項 f_{MHD} については相互作用係数および電気変換効率で書き換えた。詳細な導出は付録 B に添付する。

$$\frac{\partial \delta_2}{\partial x} + \delta_2 \left[\frac{1}{U_e} (2 + H_{12} - M_e) \frac{\partial U_e}{\partial x} + \frac{M_e^2 s}{l} \right] = \frac{s}{(1 - \eta_e) l} \delta_u + \frac{1}{2} C_f \quad (4.9)$$

H_{12} は形状係数と呼ばれ、本解析では次のようになる。

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{1}{0.683^7} \left\{ 1 + \frac{7}{(\gamma-1)M_e^2} \left[C^3 \ln \left(1 - \frac{1}{C} \right) + C^2 + \frac{1}{2} C + \frac{1}{3} \right] \right\} \quad (4.10)$$

$$C = 1 + \frac{2}{(\gamma-1)M_e^2} \quad (4.11)$$

本研究では式 (4.9) を Runge-Kutta-Guill 法を用いて x 方向に積分を行い、運動量厚さの発達を見積もる。また、計算される排除厚さは最も厚い場所で流路高さの 1% 程度であるので、境界層は主流の準一次元計算に影響を与えないと仮定した。

スクラムジェットエンジンの燃焼器前方に生じる衝撃波列の長さ S_t は実験的に式 (4.12) で表されることが知られている [49]。式中の p_s は燃焼器の極大圧力とし、添え字 in がついているものは衝撃波列前方の圧力とする。参考文献 [49] では、超音速ノズル直結式の燃焼器を用いて実験を行っており、添え字 in については、衝撃波列の影響を受けていない前方の圧力としており、本計算は定常準一次元の x 進行型の計算であるので、上流は下流の影響を受けない。よって、本解析では添え字 in の値に分離部出口の値を用いることとする。 D は矩形流路断面の流路の短い方の辺の長さとした [49]。

$$\frac{S_t(M_{in}^2 - 1)\text{Re}_{\delta_2}^{1/4}}{D(\delta_2/D)^{1/2}} = 50\left(\frac{p_s}{p_{in}}\right) + 170\left(\frac{p_s}{p_{in}} - 1\right)^2 \quad (4.12)$$

本研究では衝撃波列の最大許容長さを分離部長さと同じ 0.2 m とした。衝撃波列がこの長さを超えないように燃焼器内の最大圧力を制御する。圧力の制御は投入燃料の量をもって行う (3.2.4 節)。

本節の解析に用いる主な計算条件を表 4.1 に示す。序論および第 2 章で述べた通り、スクラムジェットエンジンは固定形状で幅広いマッハ数で推力を発生できることが重要である。よって、本章においてもマッハ数 4 で始動可能な図 2.3 のエンジン形状について検討する。

表 4.1. 境界層剥離を制約条件とした解析に用いる計算条件

Inlet Mach number	4 ~ 10
Interaction parameter	0.0 ~ 0.40 @ MHD generator
Fuel equivalence ratio	Maximum 1.0
Fuel injection	distributed

4.3 MHD エネルギーバイパスが境界層剥離に与える影響と性能の変化

4.3.1 流体諸量に関する考察

ここでは、第 3 章に引き続き、代表的な例としてエンジン入口マッハ数 8 の場合について考察し、次節で様々なマッハ数および MHD 負荷条件における性能の変化を示す。4.2 節で述べたように、本節では境界層剥離による衝撃波列の長さが分離部より長くならないような最大圧力を決定し、発熱量を制御している。この最大圧力の決定には、式 (4.12) を用いる。まず図 4.2 にエンジン入口から燃焼器入口までの規格化し

た運動量厚さの変化を示す。運動量厚さは式 (4.12) の分母に現れるように流路幅を用いて規格化した。

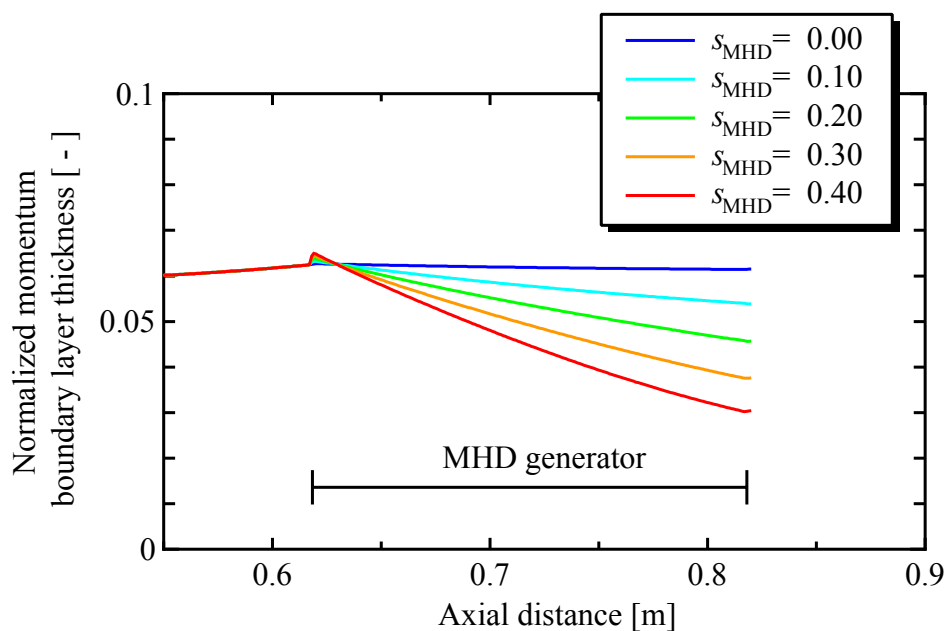


図 4.2 MHD 負荷条件に対する運動量厚さの変化

図より、MHD 発電機内で運動量厚さが減少していることが分かる。これは、運動量厚さを見積もる際のローレンツ力分布を式 (4.8) で与え、壁面に向かって流速が減少する速度プロファイルを与えていることに起因している。概念図を図 4.3 に示し、考察を行う。

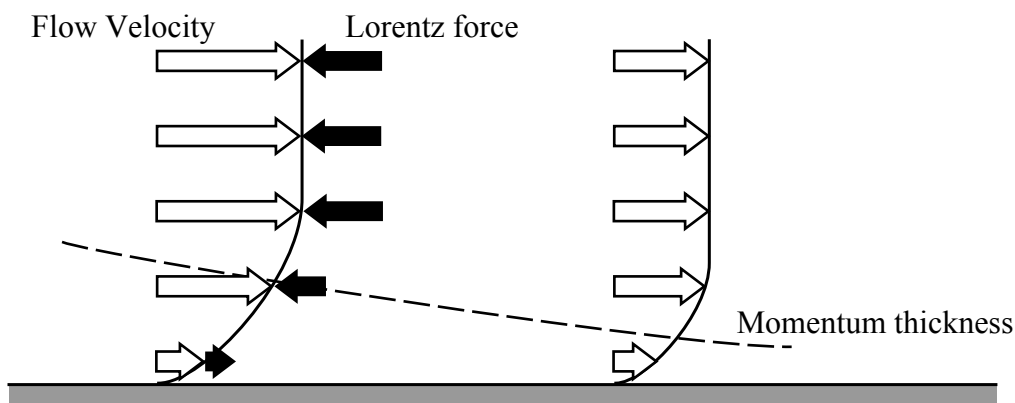


図 4.3 MHD 発電機でのローレンツ力が境界層に与える影響

流速の高い主流部では起電力が大きいためにより強いローレンツ力が流れを減速させる向きに働く。一方で壁面に近づくほど流速が低下し、起電力が弱くなり、流れを

減速させるローレンツ力もこれに従って弱くなる。さらに壁面直近では起電力に比べて電界が強くなり、流れを加速させる方向にローレンツ力が働く。

このように MHD 発電機を用いることによって運動量厚さを減少させることができた。相互作用係数を増加させると、運動量厚さが減少するため許容できる燃焼器入口での圧力を高くすることができる。図 4.4 に MHD 相互作用係数を変化させた各場合における圧力分布を示し、同条件におけるマッハ数分布を図 4.5 に示す。

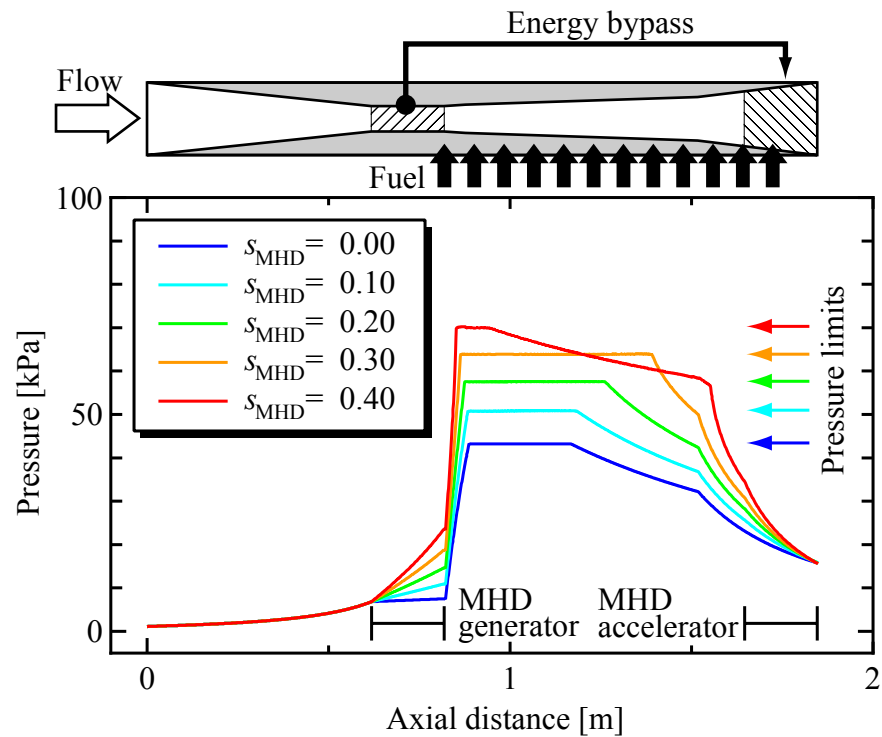


図 4.4 境界層剥離を制約条件とした場合の MHD 負荷条件に対する圧力分布

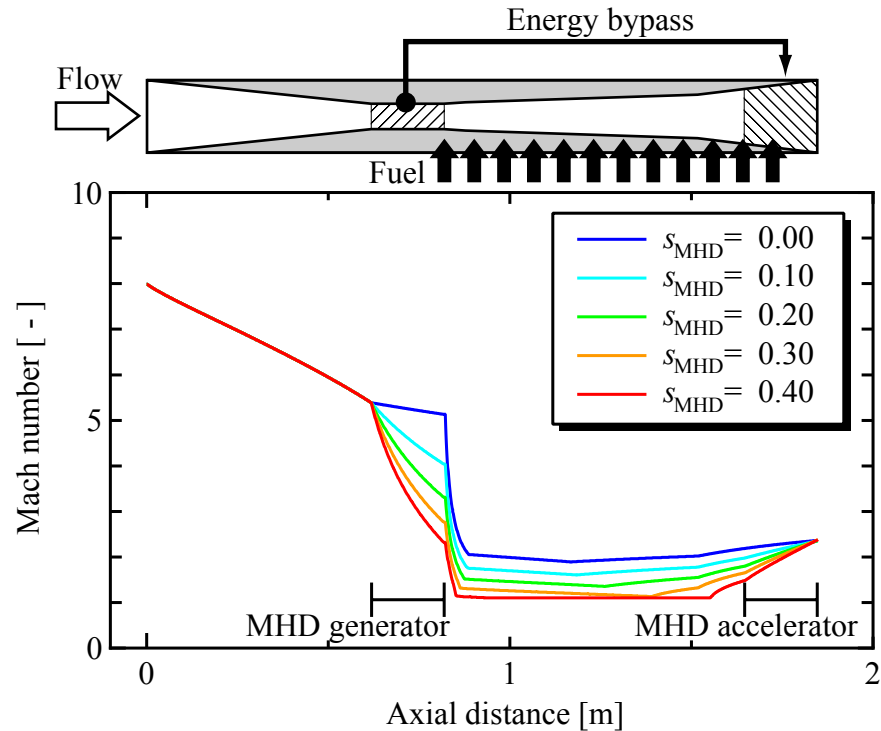


図 4.5 境界層剥離を制約条件とした場合の MHD 負荷条件に対するマッハ数分布

図 4.4 には圧力分布に加え、最大許容圧力を矢印で示した。それぞれの色が各相互作用係数条件に対応している。相互作用係数を増加させ、運動量厚さを減少させた結果、許容圧力が高くなり、燃焼器内でより高い圧力を得ていることが分かった。上記境界層厚さの変化に加え、MHD 発電機を用いることによって圧縮比が高くなっていることも高い燃焼器内圧力を得ることができた要因になっている。いずれの条件でも最大圧力が平坦になっていることから、許容圧力が制約条件となっていることが分かる。また、相互作用係数が 0.40 の場合には、燃焼器入口マッハ数が最も低く、燃料投入後 0.1 m 程度で目標マッハ数に達しているために、許容圧力が他の相互作用係数の場合に比べて高いにも関わらず、分布燃焼の制約から高い圧力を燃焼器内のより長い距離に渡って維持することができなかった。このように、ここで仮定した境界層内の相互作用が実現できれば、MHD 発電機における相互作用を強くするとともに境界層の剥離や衝撃波列の発達を抑えることができるものの、マッハ数の制約を受けるために必ずしも燃焼器全域に渡って高い圧力分布を得られるわけではないことが分かった。

4.3.2 境界層剥離を制約条件とした場合の推進性能に関する考察

前章の考察からも分かるように、圧力分布やマッハ数分布の変化は推力に大きく影響する。特に、燃焼器内圧力の増加は拡大流路部での圧力上昇であるので、推力の増加に寄与する。ここで、図 4.6 にエンジン入口マッハ数 8 の場合に MHD 発電機における相互作用係数に対する規格化した推力の変化を示す。ここでも推力は MHD エネ

ルギーバイパスを用いない場合の推力で規格化した。マッハ数が目標マッハ数に達して分布燃焼の制約を受けている結果を白抜きのプロットと矢印で示した。

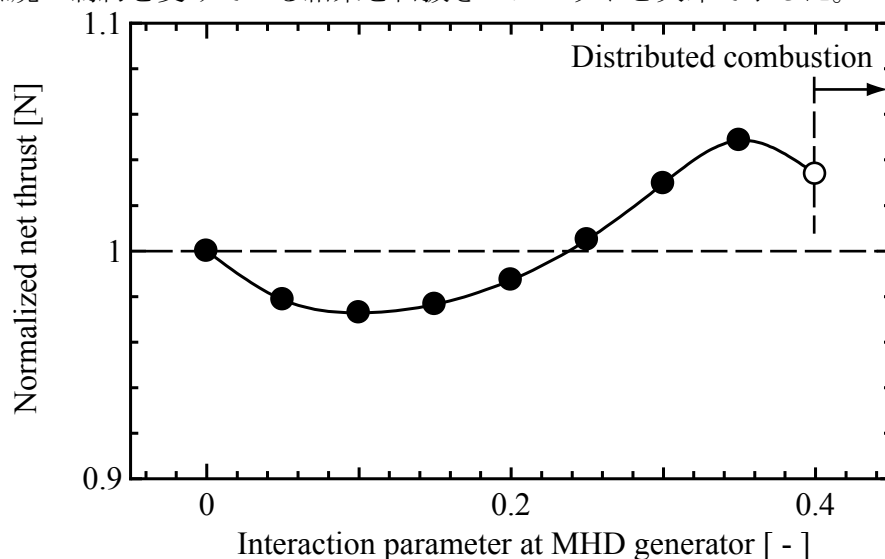


図 4.6 境界層剥離を制約条件とした場合の MHD 負荷条件に対する規格化推力の変化

図 4.6 より、相互作用係数 0.00 から 0.10 にかけて一旦推力が減少するものの、相互作用係数 0.10 から 0.35 までは相互作用係数の増加に伴って推力の増加が得られることが分かった。得られた最大の推力は MHD エネルギーバイパスを用いない場合に比べて 5% ほど高い推力を得ることができ、剥離限界の制約を課さない場合（燃料投入量制御の場合 8%）よりも低い推力増加率に留まった。これは、燃焼圧力の上昇によって得られた推力に占める圧力成分の増加に比べ、ローレンツ力による推力低下の影響が大きかったためであると考えられる。また、適用されている制約条件に注目すると、規格化推力の変化に次の特徴がみられる。まず、相互作用係数 0.30 の条件までは下に凸の曲線で、規格化推力が極小値をとった後、相互作用係数 0.35 までは規格化推力が増加しているのに対し、分布燃焼となっている相互作用係数 0.40 の条件では推力が減少に転じている。

第 3 章で得られたエンジン入口マッハ数 8 で境界層剥離の制約を課さないの場合と比較すると、図 4.7 のようになる。境界層剥離の制約を課さない場合の方が相互作用係数 0.35 以下の条件でより高い性能を得ている。すなわち、MHD 相互作用を用いて境界層剥離に関する条件の改善を考慮した場合の方が同エンジン入口マッハ数条件では低い性能となった。この原因について、推力に占める各成分を比較することによって検討する。図 4.8 および図 4.9 に境界層剥離に関する制約の有無それぞれについて推力に占める圧力と摩擦力の増加・低減量を示す。両図は MHD エネルギーバイパスを用いない場合からの各成分の変化量を表している。

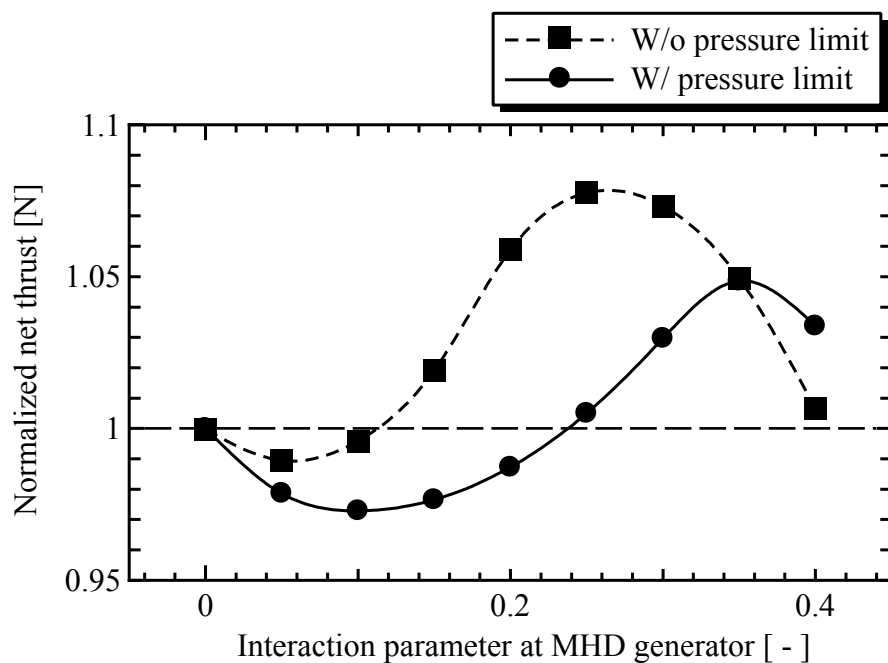


図 4.7 境界層剥離に関する制約の有無に対する規格化推力の比較

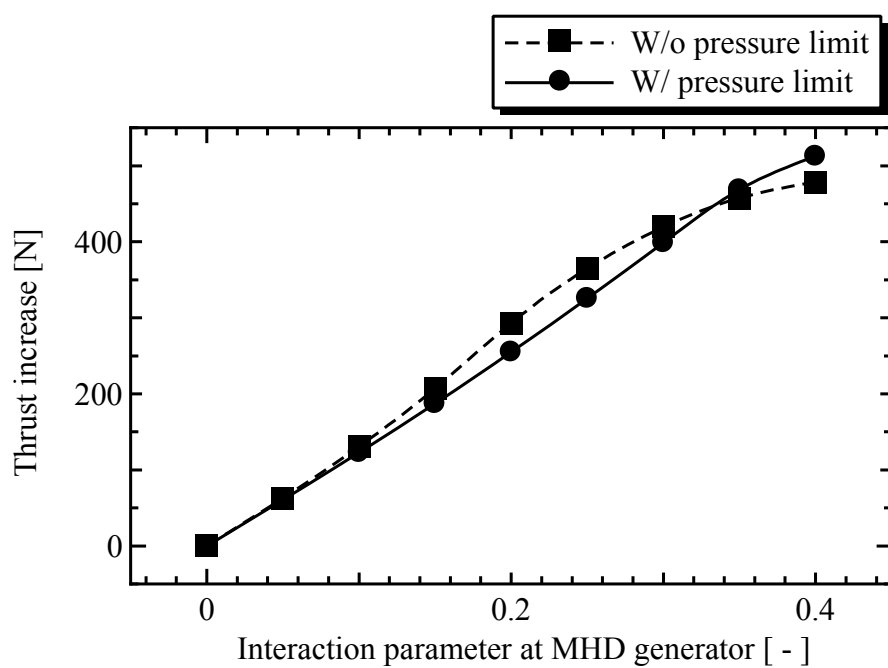


図 4.8 境界層剥離に関する制約の有無に対する圧力成分の増加量の変化

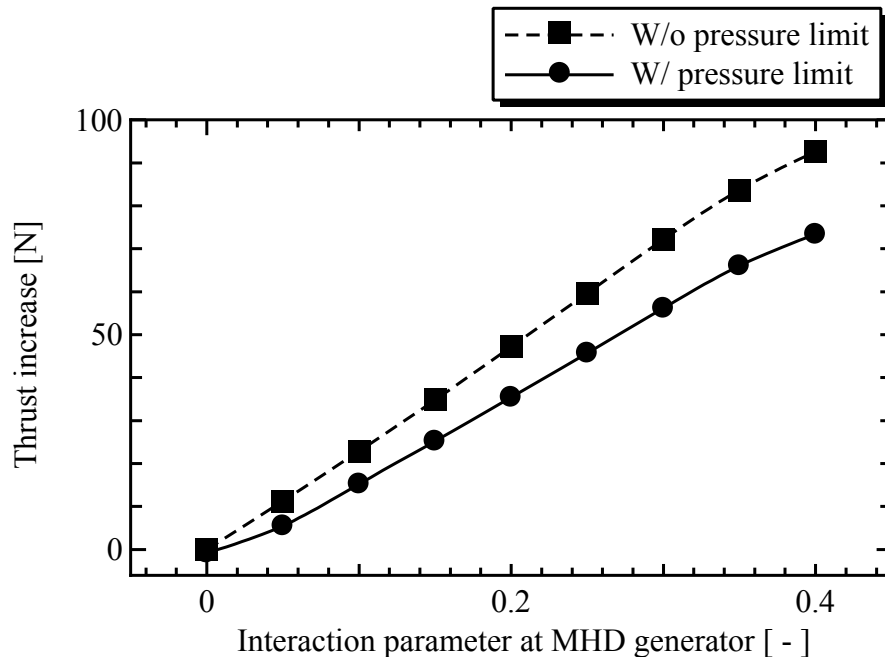


図 4.9 境界層剥離に関する制約の有無に対する摩擦力成分の低減量の変化

図 4.8 より、境界層剥離の制約を課した場合には、MHD 相互作用係数の増加に対して推力に占める摩擦力成分の増加量が相互作用係数 0.3 程度まで低いことが分かった。また、図 4.9 より、推力に占める摩擦力成分の低減量も境界層剥離の制約を課さない場合と比べ、低くなっている。一方で、いずれの条件においても同じ相互作用係数においては同量のローレンツ力が働いている。すなわち、MHD 発電機における境界層厚さの低減による燃焼器内最大圧力の増加によって得られる推力の増加は MHD 発電に伴うローレンツ力の増加に対して少ないことが分かった。また、圧力の最大値によって燃料の投入量が制限されているので、燃焼器内のマッハ数は境界層剥離に関する制約を用いた場合よりも高く、摩擦力の低下量の効果がより低く現れた。

推力の変化は 4.3.1 節で示した圧力分布の変化に強く依存していると考えられる。すなわち、MHD エネルギーバイパスを用いることによって燃焼器の圧力上昇の制約は緩和され、より高い燃焼圧力が得られるため、推力が増加する。ただし、相互作用係数が低い場合には、圧力の上昇による推力の増加に比べ、MHD 発電機における運動量の損失が大きくなるため、規格化推力は減少する。分布燃焼の制約を受けている相互作用係数 0.40 の場合には、マッハ数の制約から反応できる燃料の量が制約されるために、相互作用係数 0.35 の場合よりも高い圧力を燃焼器内で維持することができず、また、MHD 発電に伴う運動量の損失が増加するため、正味の推力が減少したと考えられる。

4.3.3 異なるマッハ数における性能の比較

さらに異なるマッハ数において MHD エネルギーバイパスを用いた場合のエンジンの性能について考察する。図 4.10 にエンジン入口マッハ数および相互作用係数に対する規格化した推力を等高線および色で示す。推力の規格化は各エンジン入口マッハ数における MHD エネルギーバイパスを用いない場合の推力を用いて行った。図 3.22 と同様に燃焼器内でマッハ数が目標マッハ数に達し、分布燃焼となる最低の相互作用係数を黒丸のプロットおよび破線で示す。また、ここでは新たに境界層の発達を考慮し、最大圧力を制約しているので、この制約条件が適用され、燃焼器内の最大圧力の制御を行っている条件を太線で囲い示した。この線の内側にある条件全てにおいて最大圧力の制御を行っている。

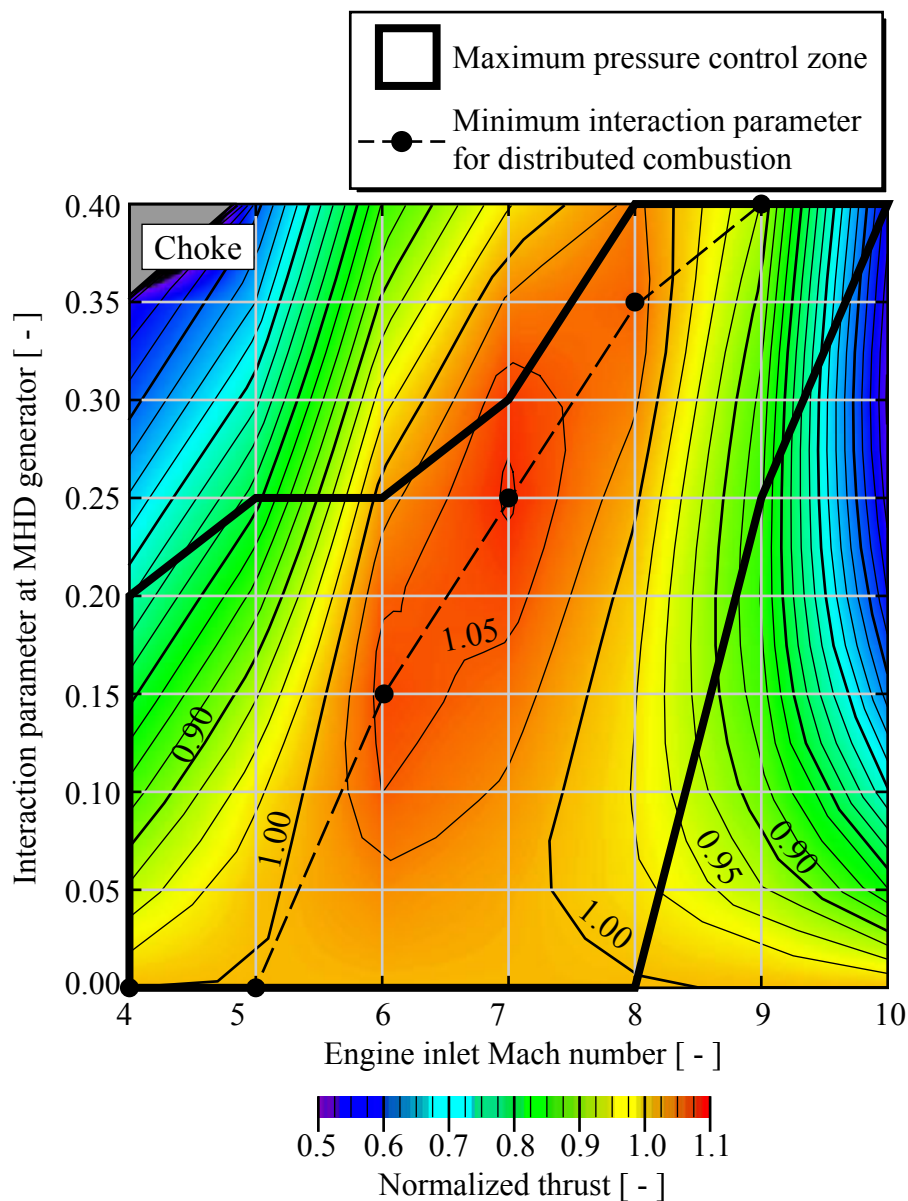


図 4.10 境界層剥離を制約条件とした場合の異なる気流および MHD 負荷条件に対する規格化推力の変化

境界層剥離の制約条件を課さない場合の結果と同様にマッハ数7付近で推力が増加する規格化推力分布が得られた。ただし、規格化推力が1を超えてMHDエネルギーバイパスを用いない場合よりも性能の高くなる領域が大きくなり、低いマッハ数側でも性能の向上が得られた。境界層剥離の制約条件が適用されている領域に注目すると、概ね比較的高い性能が得られた領域を内包しているといえる。また、図3.22と比較すると、目標マッハ数に到達する最低の相互作用係数は全ての各マッハ数においてより高くなっている。また、いずれのマッハ数においても最大圧力の制約を受ける相互作用係数が分布燃焼の制約を受ける相互作用係数よりも低くなっている。

4.4 まとめ

境界層剥離の制約に対する MHD エネルギーバイパスの効果について検討した。その結果、以下のことを明らかにした。

性能に影響を与える流体諸量の分布の変化について調べ、次のことを明らかにした。

1. 本計算で仮定した MHD 相互作用を印加した場合、MHD 発電機において運動量厚さを減少できることを示唆した。マッハ数 8 の条件では相互作用係数 0.30 の場合に MHD エネルギーバイパスを用いない場合と比較しておよそ 60% の運動量厚さとなった。
2. MHD 発電機を用いて運動量厚さを減少させた結果、燃焼器内で許容できる最大圧力が高くなった。マッハ数 8 の条件では相互作用係数 0.30 の場合に MHD エネルギーバイパスを用いない場合と比較して 1.5 倍の最大圧力となった。
3. MHD 発電機を用いることによって許容できる最大圧力は増加するが、分布燃焼の制約下では許容最大圧力に達しないことが分かった。

以上の流体諸量の変化から、MHD エネルギーバイパスが性能に与える影響について検討した。その結果、以下のことを明らかにした。

4. 燃焼器内で許容できる最大圧力が増加したために、推力に占める圧力の成分が増加し、推力の増加が得られた。マッハ数 8 では最大で 5% の推力増加が得られた。
5. ただし、分布燃焼の制約下では熱入力量は目標マッハ数における燃焼に制約され、高い圧力が得られなかった。境界層剥離の制約を受けず、分布燃焼の制約のみを受ける相互作用係数 0.40 の条件では最大の推力を得た相互作用係数 0.35 の場合と比較して 3% の推力低下があった。

相互作用係数およびエンジン入口マッハ数をに対する推力の変化を調べ、MHD 負荷条件が推進性能に与える影響を調べた。その結果以下のことを明らかにした。

6. 低いマッハ数では境界層剥離の制約を強く受けるため、境界層剥離の制約を課さない場合と比較してより高い推力を得た。エンジン入口マッハ数 6 の条件では境界層剥離の制約を課さない場合には MHD エネルギーバイパスを用いた推力の増加は得られなかったのに対し、境界層剥離の制約を考慮した場合には最大で 6% 程度の推力増加が得られた。
7. MHD エネルギーバイパスを用いることによって高い推力が得られる領域を明らかにした。この領域では MHD エネルギーバイパスを用いることによって最大 8% の推力増加が得られた。

第 5 章

外部エネルギー源を用いたスクラムジェットエンジンの性能

5.1 はじめに

前章までは、MHD エネルギーバイパスシステムを用いたスクラムジェットエンジンについて考察した。MHD エネルギーバイパスを用いることによって、燃焼器の状態を改善して、推力の増加が得られる条件を示した。これらの結果では、新たなエネルギーの消費をすることなく、最大 1 割程度の推力の増加が得られた。前章までの MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジンの性能を低下させる要因の一つに MHD 発電機における運動量の損失が指摘された。MHD 加速器で消費する電力を運動量の損失を伴う MHD 発電機に代わり、外部電源を用いたシステムを用いることによってより効率的な推進が可能となる可能性が考えられる。また、外部電源を用いることによって、より多くの燃料を消費することが可能となり、スクラムジェットエンジンだけでは発生することのできない大きい推力を発生することが可能と考えられる。

ここで、新たな推進装置として、MHD 加速器を用いたスクラムジェットエンジンについて考察する。MHD 加速器を運転するために必要な電力は別途発電機から取出すこととする。

5.2 計算モデル

本章で仮定するスクラムジェットエンジンの概念図を図 5.1 に示す。

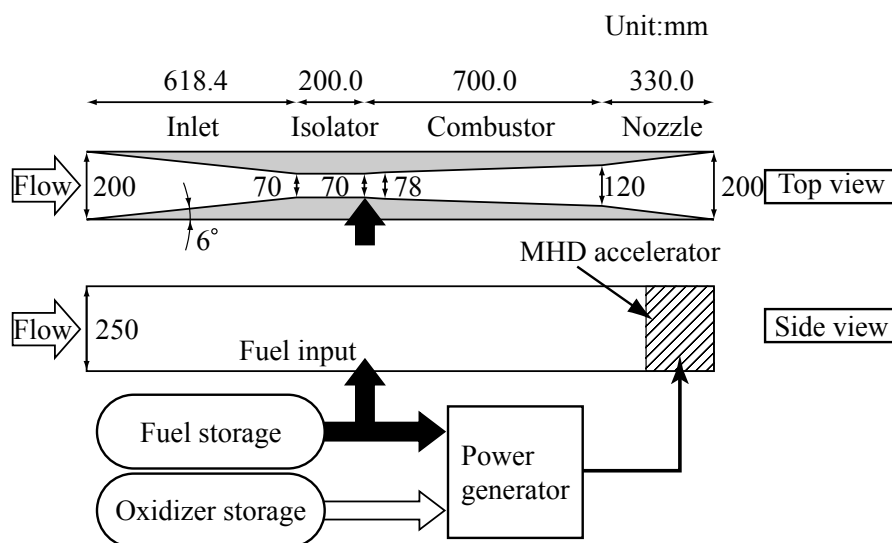


図 5.1 MHD 加速器を補助推進器としたスクラムジェットエンジン

気流の条件はエンジン入口マッハ数 8 で一定と仮定した。また、MHD 加速器を運転するための電源は水素－酸素燃焼のタービン発電機や燃料電池を仮定する。燃料電池の最大エネルギー効率 は 30% 程度である [57]。この発電機で必要となる酸素は飛翔体内のタンクに貯蔵されていると仮定するので、発電に伴う酸素の消費はより大量の推進剤の消費につながることを表す。

本章で用いる計算条件を表 5.1 に示す。本章では MHD 発電機を用いないので、MHD 加速器における相互作用係数を陽的に与える。

表 5.1. MHD 加速器を補助推進器としたエンジンの計算条件

Inlet Mach number	8
Combustor fuel equivalence ratio	0.0 ~ 1.0
Fuel for power generator	H ₂ (common with combustor)
Oxidizer for power generator	O ₂ on board
Power generator efficiency	100%, 30%
Interaction parameter	0.0 ~ 0.30 @ MHD accelerator
Acceleration efficiency	0.8

前章までの考察では、燃料の投入量は一定だったので、推力のみで評価したが、ここでは、推進剤に酸素も含まれるので、エンジンの性能を推力だけで評価することは出来ず、効率についても調べる必要がある。ここでは、エンジンの効率の指標として、式 (5.1) に定義する比推力を用いる。

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}_{fuel} + \dot{m}_{oxidizer}} \quad (5.1)$$

ここで定義する比推力は推力と推進剤の質量流量の比であり、次元は m/s である。

5.3 推進性能に関する考察

5.3.1 推力に関する考察

図 5.2 に MHD 加速器を用いた場合のスクラムジェットエンジンの正味推力を示す。ここで横軸に示したのは、消費した燃料の質量流量をエンジン入口から取り込んでいる空気に対する量論混合比で決定される水素の量で規格化した値である。図は MHD 加速器における相互作用係数と燃焼器における燃料消費量をパラメータとした性能の分布を示す。また、同様の結果を MHD 加速器を運転するための発電機効率が 1.0 と 0.3 のそれぞれの場合について示してある。

図中、 $\phi_{combustor}$ は燃焼器に投入した燃料の当量比であり、 $\phi_{combustor}$ 一定の線に沿って燃焼器で消費される燃料の量が一定であり、相互作用係数の増加とともに発電機で必要となる燃料が加わるので、図右上に向かって伸びる。

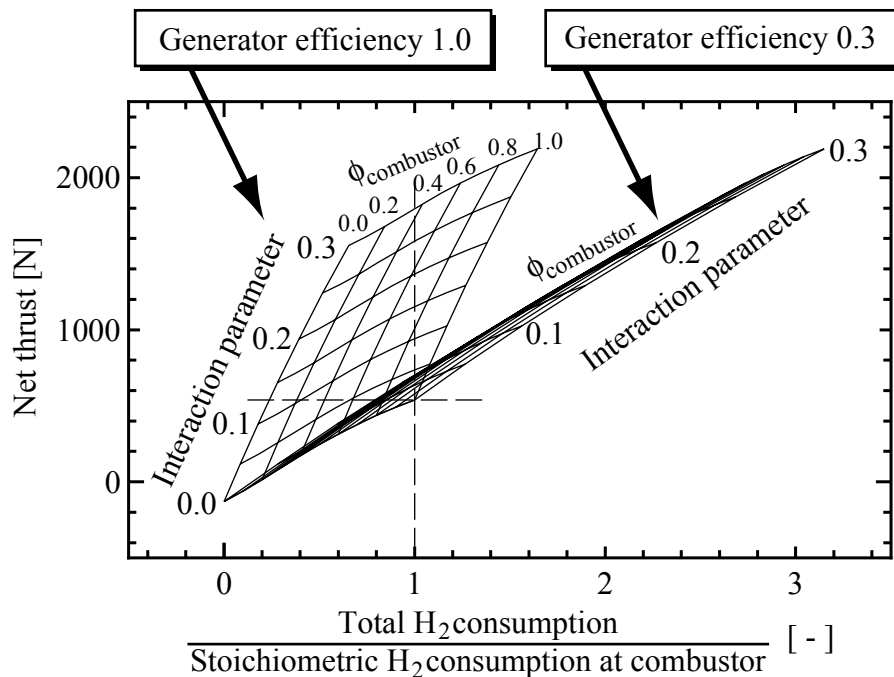


図 5.2 MHD 加速器を用いたスクラムジェットエンジンの正味推力

まず、理想的な発電機である発電効率 1.0 の場合に注目する。MHD 加速器における相互作用係数が一定であれば燃料消費量の増加に従って推力が増加する。また、相互作用係数を増加させると推力も増加する。合計の規格化燃料消費量 1 の場合に注目すると、相互作用係数の増加に伴って発電機で消費する燃料が増加するため、燃焼器で消費する燃料が減少し、相互作用係数 0.30 においては燃焼器における燃料消費量は量論混合比の 40% 程度であった。また、このときの推力は 1800 N であり、同量の燃料を消費していても MHD 加速器を用いない場合の 3 倍以上の推力を得ることが出来た。また、極端な計算条件に注目すると、燃焼器における燃料消費がない場合でも相互作用係数 0.125 程度で量論混合比を燃焼した場合と同程度の推力を得ることが出来、その場合の発電機の規格化燃料消費量はおおよそ 0.2 程度である。この場合の流速、温度および圧力の分布を図 5.3 に示す。

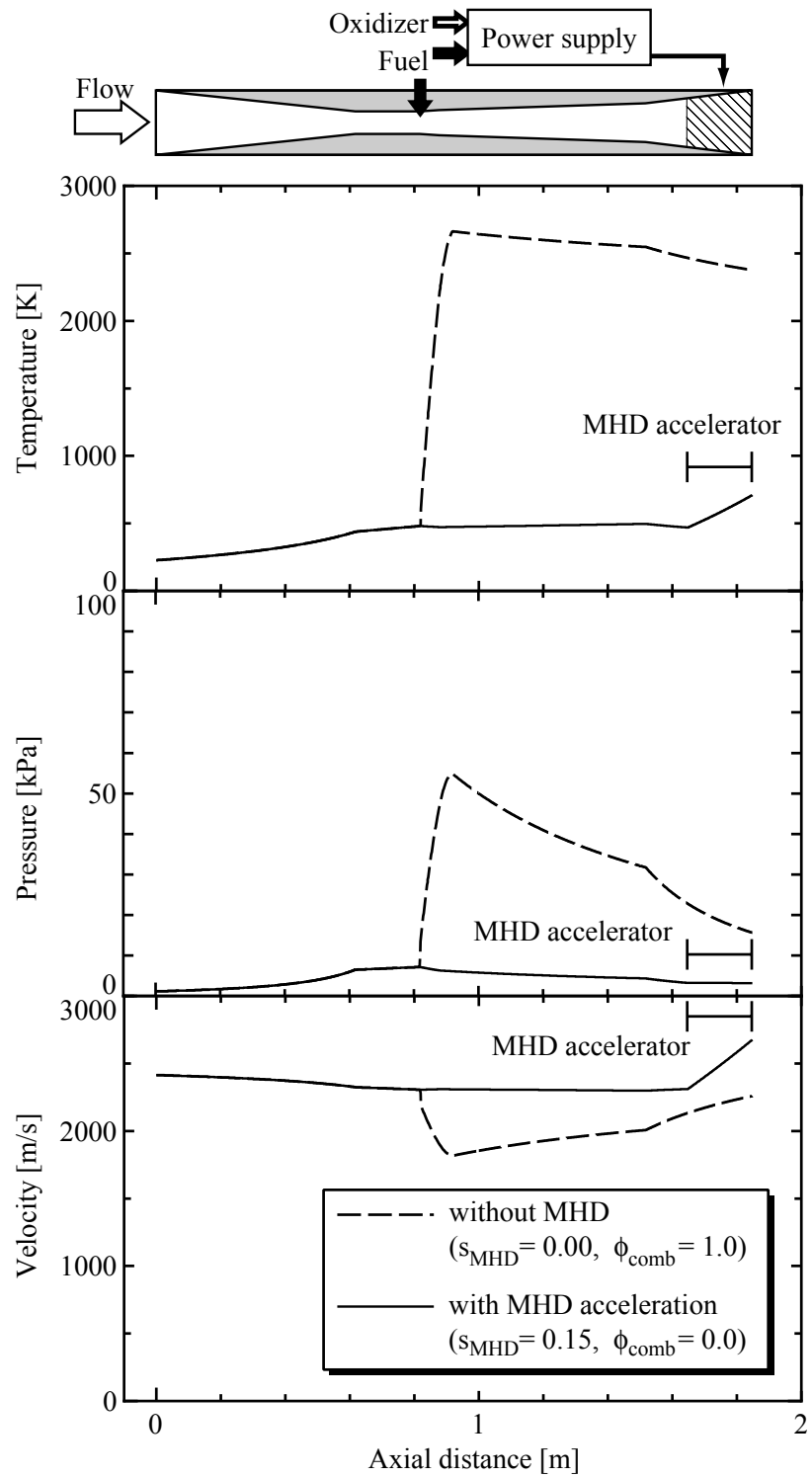


図 5.3 同程度の推力を発生する MHD 加速のみの推進器と燃焼のみの推進器の比較

同程度の推力を発生させるために必要な燃料が著しく低くできたことについて、図 5.3 を用いて考察する。MHD 加速器を用いないエンジンの場合には、燃焼器で燃料から発熱を得てその熱エネルギーを受けた流体をノズルで膨張させることによって推進力を得ている。すなわち、熱エネルギーを運動エネルギーに変換している。よって、図 5.3 の温度分布から分かるように燃焼器にて非常に大きい温度上昇があり、それに伴って圧力が上昇している。衝撃関数式 (2.17) に注目すると、運動量の増加もあるが、圧力増分によって推力を得ているところが大きい。また、多くのエネルギーを熱エネルギーのまま排出してしまっていることも分かる。

一方で MHD 加速によって推進した場合にはローレンツ力によって電気エネルギーを直接運動エネルギーに変換するため、消費されたエネルギーのほとんどが推力に寄与している。このために、MHD 加速器を用いた方が単位推力を発生するために必要な燃料が少ないと考えられる。

ただし、発電機の発電効率は非常に重要なパラメータであり、図 5.2 に示すように発電効率 0.3 の場合には上記の効果は顕著に見ることは出来ない。ただし、燃焼器のみの場合は 530 N の推力が限界であったが、MHD 加速器を用いることによってさらに大きい推力を得ることが可能となる。発電効率 0.3 で相互作用係数 0.30 の場合には量論比の 3 倍以上の燃料消費が必要となるが、4 倍の推力を発生することができる。このように、MHD 加速器を用いることによって燃焼器だけでは得られない補助推力を得ることが可能である。

5.3.2 比推力に関する考察

発電機を用いた場合には燃料のみならず、酸化剤の消費も伴うために、単位推力あたりの燃料消費量を低くすることが可能であっても正味で必要になる推進剤の量は必ずしも減るわけではない。図 5.4 に発電機で必要な酸素まで考慮した正味の比推力分布を示す。

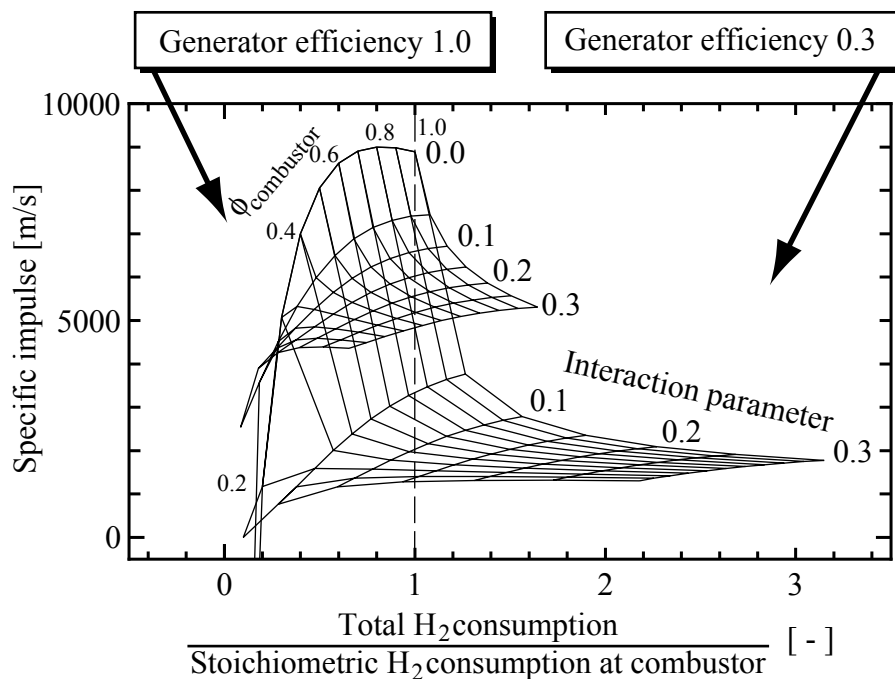


図 5.4 MHD 加速器を用いたスクラムジェットエンジンの正味推力

図 5.4 最も左側で一点が負まで落ち込んでいるのは、MHD 加速器なしでかつ燃烧器の燃料は当量比 0.1 の場合で、正の正味推力が発生できず、負の推力となったためである。また、MHD および燃烧器へエネルギー入力をまったく行わない場合は比推力は定義できないため、プロットしていない。燃料消費量一定の場合は MHD 加速器を用いた方が高い推力を発生することが出来たが、発電機における酸素の消費があるために、比推力は低下したと考えられる。特に発電効率が 0.3 であった場合は比推力の低下が顕著であり、図 5.2 で 4 倍以上の推力を発生した条件では比推力が 1/4 程度になっている。

5.4 まとめ

スクラムジェットエンジンの推力を増加させる補助推進器として外部電源駆動のMHD 加速器を用いた場合における性能を調べ、以下の結果を得た。

1. 水素燃料の消費量が一定であっても、MHD 加速器を用いた場合により高い推力が発生する条件が存在することを明らかにした。量論混合比と同量の水素消費を仮定した場合には発電機効率 0.3 の場合では 10% の燃料を電源で消費し、MHD 加速に用いることによって 30% 以上の推力増加が得られた。
2. 相互作用係数を高くすることによって推力の増加が得られることが分かった。ただし、高い相互作用係数条件では電源で消費する燃料が必要なため、燃料の消費量が増える可能性があることが分かった。発電効率 0.3 を仮定した場合、量論混合比の 3 倍程度の燃料を消費することによって 4 倍以上の推力が得られることが分かった。
3. 発電機では酸化剤を必要とするため、MHD 加速器を用いると推進剤の質量流量が増加し、比推力が低下することが分かった。酸化剤として酸素を仮定し、発電効率を 0.3 とした場合には、MHD 加速器を用いない場合と同等の推力を発生するために必要な燃料を 80% 以下にできるが、比推力は 1/6 程度まで低下することが分かった。

また、MHD 加速器を用いた場合の特徴について詳しく調べるために、発電効率を理想的な 1.0 とした場合の流体諸量の変化を比較し、以下のことを明らかにした。

4. MHD 加速器を用いた場合にはエネルギーが直接運動エネルギーとして消費されるため、排出する熱エネルギーを低くすることができる。このため、より少ない燃料消費量で同等の推力を得る。

第 6 章

結論と今後の課題

本論文では MHD 相互作用を用いたスクラムジェットエンジンの性能向上の可能性について検討した。その結果得られた結論と今後の課題をまとめる。

6.1 本研究の結論

1. インレット部での圧縮を補助する方法として MHD エネルギーバイパスを用いた場合の性能について検討した。この結果以下のことが明らかになった。
 - 1.1 MHD エネルギーバイパスの構成要素である MHD 発電機および MHD 加速器には最適な位置があることが分かった。MHD 発電機は燃焼器の直前に、MHD 加速器はエンジン最下流部がそれぞれ最適位置である。
 - 1.2 MHD エネルギーバイパスを用いることによって、エンジンの形状を変化させることなく圧縮比を高くすることができる。また、燃焼器における流速およびマッハ数の減少は摩擦力の減少につながることも分かった。この結果、推力に占める圧力の成分を増加させ、摩擦成分を減少させることが可能である。ただし、ローレンツ力による運動量の低下があるため、正味の推力増加は最大で 10% 以下であることが明らかになった。
 - 1.3 エンジンは分布燃焼の制約下では発熱量の制限を受けるために流体諸量の分布が変化し、ある MHD 負荷条件に対して最大の推力を与えるマッハ数条件が存在することが分かった。
 - 1.4 MHD エネルギーバイパスを用いることによって燃焼器における点火特性を改善できることが示唆された。MHD 発電機における流速の減少と温度・圧力の増加がダムケラー数の増加につながり、高い縮流比のエンジンと同程度の点火特性を示すことを示唆した。
2. スクラムジェットエンジンの境界層剥離に伴う不始動条件の改善のために MHD エネルギーバイパスを用いた場合の性能について検討した。
 - 2.1 下に凸の流速プロファイルを仮定し、電気伝導度および電界が空間的に一様な場合、MHD 発電機を用いることによって、境界層の運動量厚さの減少につながることも分かった。運動量厚さの減少によって剥離限界圧力が増加し、燃焼器において高い燃焼圧力を許容できることが分かった。また、この燃焼圧力の増加が推力の増加に寄与することが明らかにされた。ただし、分布燃焼の制約下では MHD エネルギーバイパスの応用が必ずしも推力の向上につながらないことが分かった。
 - 2.2 ある MHD 負荷条件に対して最大の性能を与えるエンジン入口マッハ数が存在することが明らかにされ、特に境界層剥離の制約を課すことによって低いエンジン入口マッハ数で推力の向上が可能であることが分かった。

3. スクラムジェットエンジンの推力を増加させる補助推進器として MHD 加速器を用いた場合の性能について検討した。
- 3.1 スクラムジェットエンジンに外部電源駆動の MHD 加速器を用いることによって推力の増加が可能であることが明らかにした。MHD 加速器を用いた場合においてより少ない燃料消費で単位推力を得ることが可能であることが分かった。これは、MHD 加速器では消費したエネルギーの大部分を直接運動エネルギーに変換できるためであり、MHD 加速器を用いない場合と比較して排出する熱エネルギーを低くできるためであることがわかった。
- 3.2 MHD 加速器の利用は単位推力あたりの燃料消費量を抑制できる可能性を示したが、発電機における酸化剤の必要性から、比推力は低下することを明らかにした。

6.2 今後の課題

本論文では MHD エネルギーバイパスと MHD 加速器を用いたスクラムジェットエンジンの性能について考察を行ったが、ここで本論文の延長にあると考えられるいくつかの課題について要点を述べる。

本研究では計算時間を短縮するために、多くの仮定を行った。本論文で MHD エネルギーバイパスや MHD 加速器が有効である条件が示されたので、計算対象条件を絞り、各特徴的な条件においてより詳細な検討を行う必要がある。

1. 形状の最適化

本研究では JAXA で実験的研究が行われているスクラムジェットエンジンの形状を基にして計算対象を決定した。MHD エネルギーバイパスを用いた場合には、スクラムジェットエンジンの最適形状が変わる可能性がある。実際、高マッハ数用の MHD エネルギーバイパススクラムジェットエンジンについては形状の最適化に関する検討もなされている。本研究では、幅広いマッハ数で高い推力を発生できるエンジンを検討してきたが、このようなエンジンについても、最適な形状および最適な MHD 発電機・MHD 加速器の位置が存在すると考えられ、形状の変化も含めた検討が必要である。

2. システムの拡大

本論文では MHD 発電機・加速器とスクラムジェットエンジンのみを考えて検討した。実際の宇宙往還機ではロケットを用いた補助推進や燃料や酸化剤のポンプなどが存在する。また、MHD 機器に必要な超電導磁石やその補機、流れを電離させるための電子ビームなどの装置が消費するエネルギーも考えられる。これらに必要な燃料の消費や電力の消費についてもモデルに組み込むことによってさらに現実的な性能の評価ができると考えられる。また、さらに低いマッハ数（地上静止状態）から、さらに高いマッハ数（12 以上）まで高い性能を維持できる推進システムの一部としての MHD 機器の応用可能性について検討する余地がある。

3. 反応速度を考慮した計算

第2章において、MHD エネルギーバイパスと点火性能の関係について検討した。ここでは、局所計算とダムケラー数を用いた評価であったが、点火性能は改善されるという結果を得ることができた。さらにこの結果を詳しく検討するために、エンジン全体に対して反応速度を考慮した計算を行い、MHD 負荷条件の違いによる燃焼反応の変化について検討する必要がある。また、燃焼反応の変化による推力の変化についても見当する必要がある。

4. 電子系を含めた計算

本研究では、MHD 相互作用に関する特性は相互作用係数および電気変換効率、加速効率を用いて計算を行った。代表的な値を用いた検討を行ったが、実際の MHD 発電機・MHD 加速器内では空間的に一定となるとは限らない。よって、電子系を含めた解析を行い、MHD 発電機および MHD 加速器における流れの挙動や推進性能への影響を考察する必要があると考えられる。

5. 多次元への拡張

本研究は準一次元計算であったので、インレット部に生じる斜め衝撃波や渦現象、境界層の発達などについて詳細な検討は行わなかった。本研究ではその効果は大きくないと見積もったが、より強い衝撃波を伴うような形状・気流条件においては詳細に解く必要がある。また、境界層の挙動についても速度プロファイルの固定など多くの仮定を用いた検討を行ったので、より詳細な計算が必要である。

6. 非定常計算

本研究では定常状態にのみ注目した検討を行った。経時的な気流の変化や MHD 負荷条件の変化など非定常な現象がエンジンの性能に与える影響について検討する必要がある。

付録 A

インレット部のモデル化に関する検討

まず、インレット部の運動エネルギー効率を定義する。インレット部の運動エネルギー効率とは、インレット部出口の流れがインレット部入口の静圧まで等エントロピー的に膨張した場合に得られる流速の二乗と流入する気流流速の二乗の比である。次の図を用いて説明する。

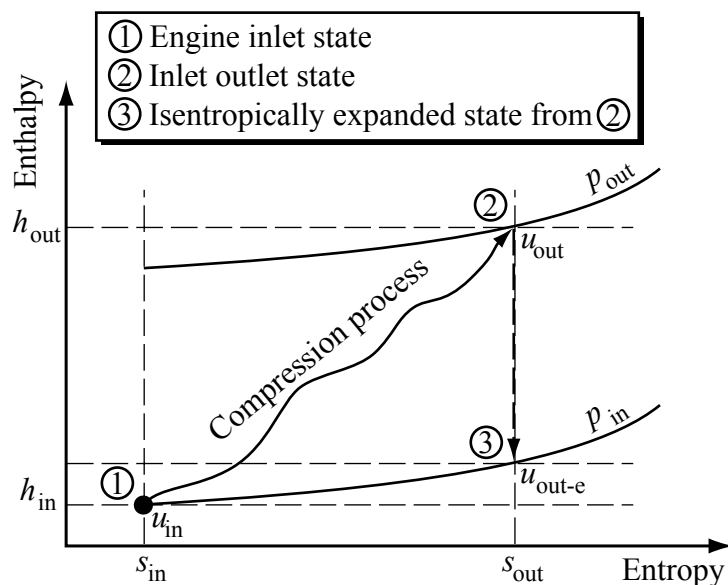


図 A.1 インレット部における h-s 線図

$$\eta_{KE} = \frac{u_{out-e}^2}{u_{in}^2} \quad (A.1)$$

この運動エネルギー効率を用いてしばしばインレット部の性能が評価される。スクラムジェットエンジンのインレットの運動エネルギー効率は数々の実験および数値計算から調べられている [53]。図 A.2 にエンジン入口マッハ数に対するインレット部出口のマッハ数に対する運動エネルギー効率をまとめたものを示す。

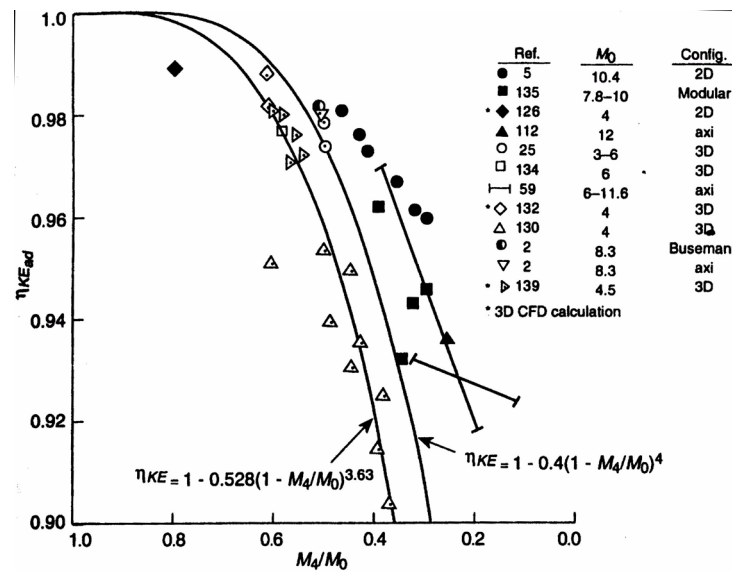


図 A.2 インレット部マッハ数比に対する運動エネルギー効率 [53]

本研究で用いたスクラムジェットエンジンのインレット部におけるマッハ数比はいずれのエンジン入口条件に対しても 0.65 程度であったので、図 A.2 よりおよそ 0.98 の運動エネルギー効率であると推測できる。また、同形状のスクラムジェットの実験的研究においても、インレット部における運動エネルギー効率は 0.98 程度であった [35]。この効率を仮定したインレット部の全圧損失は 5.8 MPa であり、本論文で用いた手法によると全圧損失は 4.8 MPa であった。見積られた全圧損失には 1 MPa の差があったが、規格化した推力は運動エネルギー効率を仮定した場合に 1.065 となったのに対し、本論文では 1.078 であったので、その差は十分に小さいと考えられる。

エンジン入口マッハ数 4 から 10 の条件で、インレット部については準一次元計算を行わず、運動エネルギー効率を仮定した流れの変化を考え、運動エネルギー効率を 0.97、0.98、0.99 とした各場合のエンジンの性能を計算した。図 A.3 にエンジン入口マッハ数に対する推力を示す。この図より、本研究で仮定したインレット形状は、運動エネルギー効率 0.98 の場合とよく一致しており、本研究で用いたモデルとの差は最大で 7% であった。また、運動エネルギー効率を 0.99 および 0.97 とした場合にも、定性的な差はないことが分かった。

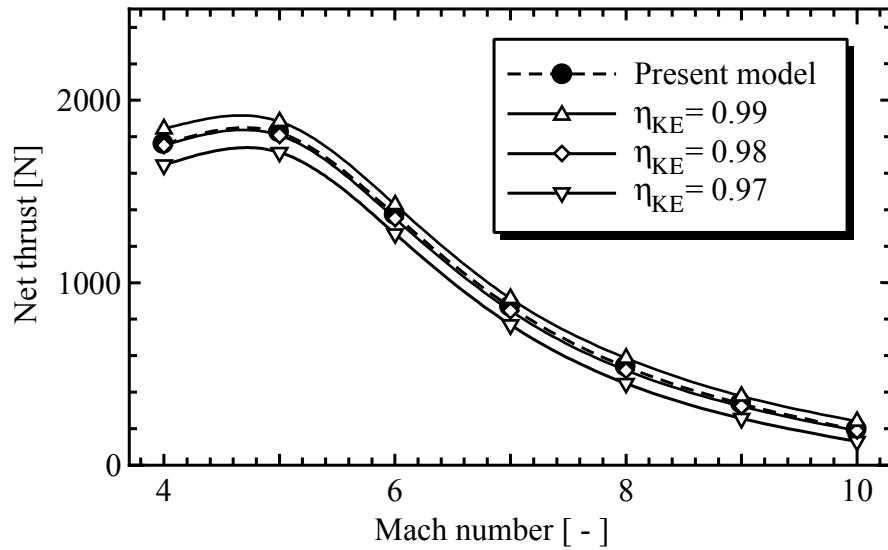


図 A.3 運動エネルギー効率を変化させた場合のエンジン入口マッハ数に対する性能

さらに、§ 3.4 で検討する高い縮流比のインレットにおいても見積もりを行った。実験的に調べられている運動エネルギー効率 0.97 を用いて縮流比 20 の場合を比較すると、運動エネルギー効率を仮定した場合の全圧損失は 5.6 MPa であった。本研究では 5.7 MPa の全圧損失であり、比較の対象であるダムケラー数も 8.1 と 11.0 の違いであったので、常用対数を用いて比較している 48 ページの表 3.29 においてその差は十分に小さいと考えられる。

付録 B 境界層に関する方程式の導出

ここでは、第4章で省略した運動量厚さの導出を行う。ここでは、 v を y 方向流速、 h を任意高さとする。また f_{MHD} を局所のローレンツ力、 τ_w を壁面におけるせん断応力とする。

まず、境界層の連続の式および運動量方程式を改めて示す。

$$\frac{\partial}{\partial x} \rho u + \frac{\partial}{\partial y} \rho v = 0 \quad (B.1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + f_{MHD} \quad (B.2)$$

式 (B.2) を変形し、 y 方向に任意の高さ h まで積分する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \rho u^2 + \frac{\partial}{\partial y} \rho uv &= -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + f_x \\ \Rightarrow \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h \rho u^2 dy + \int_0^h \frac{\partial \rho uv}{\partial y} dy &= -\frac{dp}{dx} h + \left[\mu \frac{du}{dx} \right]_0^h + \int_0^h f_{MHD} dy \end{aligned} \quad (B.3)$$

また、連続の式を積分する。式 (B.1) より、

$$\rho v = -\int_0^h \frac{\partial \rho u}{\partial x} dy \quad (B.4)$$

これを式 (B.3) の左辺第二項に代入して、

$$\begin{aligned} \int_0^h \frac{\partial}{\partial y} \left(-u \int_0^h \frac{\partial \rho u}{\partial x} dy \right) dy &\Rightarrow -U_e \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h \rho u dy \\ \therefore \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h \rho u^2 dy - U_e \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h \rho u dy &= -\frac{dp}{dx} - \tau_w + \int_0^h f_{MHD} dy \end{aligned} \quad (B.5)$$

さらに、圧力勾配の項を消すために、主流の式を考える。主流のみの式なので、準一次元かつ非粘性の運動量方程式で、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (\rho_e U_e^2 + p) A &= p \frac{dA}{dx} + A F_{MHD} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial x} \rho_e U_e^2 &= -\frac{dp}{dx} - \rho_e U_e^2 \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} + F_{MHD} \end{aligned} \quad (B.6)$$

式 (B.6) を式 (B.5) に代入して、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h \rho u^2 dy - U_e \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h \rho u dy \\ &= \int_0^h \left(\frac{\partial}{\partial x} \rho_e U_e^2 + \rho_e U_e^2 \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} - F_{MHD} \right) dy - \tau_w + \int_0^h f_{MHD} dy \end{aligned} \quad (B.7)$$

これを整理すると、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \rho_e U_e^2 \int_0^h \frac{\rho u}{\rho_e U_e} \left(\frac{u}{U_e} - 1 \right) dy + \int_0^h \rho u \frac{\partial U_e}{\partial x} dy - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h \rho_e U_e^2 dy \\ &= \int_0^h \rho_e U_e^2 \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} dy - \int_0^h F_{MHD} dy - \tau_w + \int_0^h f_{MHD} dy \end{aligned} \quad (B.8)$$

となる。ここで、運動量厚さおよび排除厚さを用いて整理すると、次の式を得る。

$$\begin{aligned} & -\rho_e U_e^2 \left[\frac{\partial \delta_2}{\partial x} + \left(\frac{2\delta_2}{U_e} + \frac{\delta_1}{U_e} \right) \frac{\partial U_e}{\partial x} + \delta_2 \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} \right] + C_1 \\ &= \int_0^h \rho_e U_e^2 \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} dy - \int_0^h F_{MHD} dy - \tau_w + \int_0^h f_{MHD} dy \end{aligned} \quad (B.9)$$

ただし、

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{\partial U_e}{\partial x} \int_0^h \rho_e U_e dy - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h \rho_e U_e^2 dy \\ &= \int_0^h -U_e \frac{\partial \rho_e U_e}{\partial x} dy \end{aligned} \quad (B.10)$$

とした。主流の連続の式より、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \rho_e U_e A = 0 \\ & \Leftrightarrow \frac{\partial \rho_e U_e}{\partial x} = -\frac{\rho_e U_e}{A} \frac{\partial A}{\partial x} \end{aligned} \quad (B.11)$$

であるので、式 (B.10) に代入すると、

$$C_1 = \int_0^h -U_e \left(-\frac{\rho_e U_e}{A} \frac{\partial A}{\partial x} \right) dy = \int_0^h \frac{\rho_e U_e}{A} \frac{dA}{dx} dy \quad (B.12)$$

となる。ただし、A は x のみの関数であることを用いて、偏微分を常微分に書き換えた。この式は、式 (B.9) 右辺第一項に等しいので相殺し、整理すると次の式を得る。

$$-\rho_e U_e^2 \left[\frac{\partial \delta_2}{\partial x} + \frac{\delta_2}{U_e} \left(1 + \frac{\delta_1}{\delta_2} \right) \frac{\partial U_e}{\partial x} + \delta_2 \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} \right] = - \int_0^h (F_{MHD} - f_{MHD}) dy - \tau_w \quad (B.13)$$

ここで、再び主流の式を変形する。式 (B.6) より、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \rho_e U_e^2 &= -\frac{dp}{dx} - \rho_e U_e^2 \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} + F_{MHD} \\ &= -\frac{d\rho_e}{dx} \frac{dp}{d\rho_e} - \rho_e U_e^2 \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} + F_{MHD} \end{aligned} \quad (B.14)$$

また、音速の定義式

$$a_e^2 = \frac{dp}{d\rho_e} \quad (B.15)$$

を用いると次を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \rho_e U_e^2 &= -a_e^2 \frac{d\rho_e}{dx} - \rho_e U_e^2 \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} + F_{MHD} \\ \Leftrightarrow \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} &= -M_e^2 \frac{1}{U_e} \frac{\partial U_e}{\partial x} + \frac{F_{MHD}}{\rho_e a_e^2} \end{aligned} \quad (B.16)$$

式 (B.16) を式 (B.13) に代入して整理する。

$$\frac{\partial \delta_2}{\partial x} + \frac{\delta_2}{U_e} \left(2 + \frac{\delta_1}{\delta_2} - M_e^2 \right) \frac{\partial U_e}{\partial x} + \delta_2 \frac{F_{MHD}}{\rho_e a_e^2} = \frac{1}{\rho_e U_e^2} \int_0^h (F_{MHD} - f_{MHD}) dy + \frac{\tau_w}{\rho_e U_e^2} \quad (B.17)$$

これ、ローレンツ力の項について考える。まず、ローレンツ力は

$$f_{MHD} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (B.18)$$

であり、電流は一般化されたオームの法則から

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} - \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (B.19)$$

とすると、主流と境界層内のローレンツ力の差は

$$\begin{aligned} F_{MHD} - f_{MHD} &= \sigma(E - U_e B)B - \sigma(E - uB)B \\ &= \sigma(u - U_e)B^2 \end{aligned} \quad (B.20)$$

となる。ただし、流速は x 方向、電流は y 方向、磁界は z 方向のみの成分を持つと仮定し、ベクトル量をスカラー量に変換した。

壁面摩擦は摩擦係数を用いて表すと、次のようになる。

$$\tau_w = \frac{1}{2} \rho_e U_e^2 C_f \quad (\text{B.21})$$

さらに、相互作用係数の定義を用いると、

$$\delta_2 \frac{F_{MHD}}{\rho_e a_e^2} = \delta_2 \frac{1}{\rho_e a_e^2} \frac{\rho_e U_e^2 s}{l} = \delta_2 \frac{M_e^2 s}{l} \quad (\text{B.22})$$

式 (B.20)、式 (B.21)、式 (B.22) を式 (B.17) に代入すると、最終的に

$$\frac{\partial \delta_2}{\partial x} + \delta_2 \left[\frac{1}{U_e} \left(2 + \frac{\delta_1}{\delta_2} - M_e^2 \right) \frac{\partial U_e}{\partial x} + \frac{M_e^2 s}{l} \right] = \frac{s}{(1 - \eta_e) l} \delta_u + \frac{1}{2} C_f \quad (\text{B.23})$$

を得る。ただし、相互作用係数、電気変換効率、境界層速度厚さの定義を用いて整理した。

ここで、1/7 乗則を仮定し、速度厚さおよび形状係数を求める。ただし、全温度は分布を持たず一定と仮定し、温度分布を導出する。

$$\text{1/7 乗則} \quad \frac{u}{U_e} = 0.683 \left(\frac{y}{\delta_2} \right)^{1/7} \quad (\text{B.24})$$

$$\text{温度分布} \quad \frac{T}{T_e} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2 \left(1 - \frac{u^2}{U_e^2} \right) \quad (\text{B.25})$$

これを用いて速度厚さの積分を実行すると、

$$\delta_u = \int_0^h \left(1 - \frac{u}{U_e} \right) dy = \frac{\delta_2}{8 \cdot 0.683^7} \quad (\text{B.26})$$

となる。また、排除厚さの積分を実行すると、

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \int_0^h \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e U_e} \right) dy = \int_0^h \left(1 - \frac{T_e u}{T U_e} \right) dy \\ &= \frac{\delta_2}{0.683^7} \left\{ 1 + \frac{7}{(\gamma - 1) M_e^2} \left[C^3 \ln \left(1 - \frac{1}{C} \right) + C^2 + \frac{1}{2} C + \frac{1}{3} \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

となる。ただし、

$$C = 1 + \frac{2}{(\gamma - 1)M_e^2} \quad (\text{B.28})$$

式 (B.26) および式 (B.27) を式 (B.23) に代入することによって、運動量厚さに関する微分方程式が主流状態および相互作用係数・代表長さ・電気変換効率・摩擦係数のみで表すことができる。この方程式を Runge-Kutta-Guill 法によって x 方向に解き進めることによって境界層の発達を見積もった。

付録 C

摩擦係数のモデルに関する検討

本論文では、エンジン内の摩擦係数を管路に対するモデル式 (2.7) を用いて評価した。一方で、第 4 章では十分に発達した流れではなく、境界層の発達に関する検討を行った。ここで、発達過程にある流れ場において、管路に対する摩擦係数のモデルを用いたことによって矛盾が生じていないかを考察する。特に、性能に対する影響についてここで説明する。

平板に発達する境界層の摩擦係数はしばしば平板先端からの距離を代表長さとするレイノルズ数を用いて表される。中でも一般的なものを式 (C.1) に示す [55]。

$$C_f = \frac{0.472 \cdot (\log_{10} Re_x)^{-0.258}}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{0.467}} \quad (C.1)$$

分母は式 (2.7) と同様に圧縮性の補正項である。

この摩擦係数モデルを用いた計算結果について考察する。スクラムジェットエンジンは胴体に直接取り付けられていると考え、胴体側の面については、レイノルズ数を評価する起点をエンジン入口から 3m 前方と仮定し、その他 3 面はエンジンの入口からの距離を代表長さとしたレイノルズ数を用いて摩擦力を計算した。さらに、MHD 発電機において境界層は薄くなっているため、これに伴って摩擦係数を増加させる必要があるが、本準一次元計算では厳密に見積もることはできない。そのため、ここでは次の方法を用いた。まず、平板に発達する境界層の厚さと摩擦係数の変化を計算する。次に MHD 発電機における境界層厚さを見積もり、その境界層厚さに対する摩擦係数を平板に対する関係を参照して与える。さらに、MHD 発電機出口ではその位置における境界層厚さを与える平板先端からの距離を求め、レイノルズ数を評価する代表長さの起点を調整する。

以上の方法を用いて計算した摩擦係数分布を次の図に示す。エンジン入口におけるマッハ数は8で、MHD 発電機における相互作用係数は0.3とした。

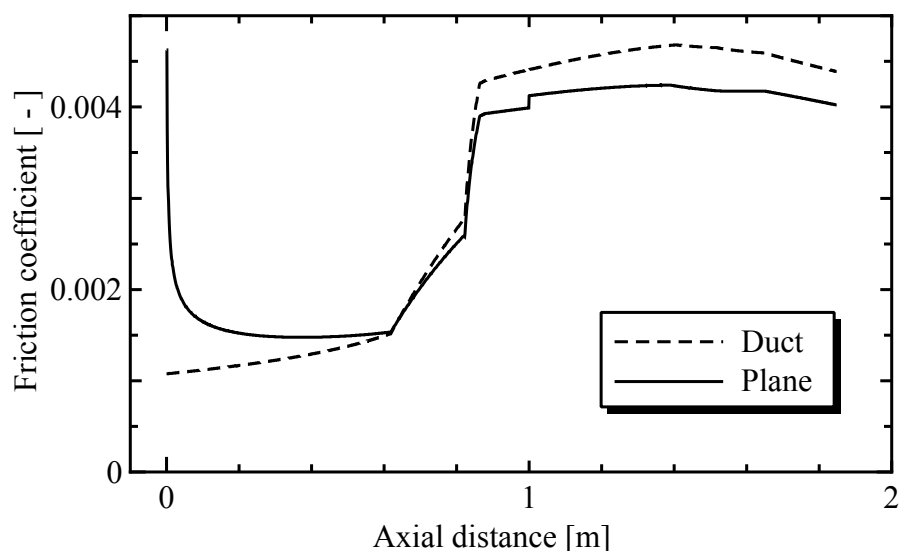


図 C.1 異なる摩擦係数のモデルにおける摩擦係数分布の比較

平板に発達する境界層に関する摩擦係数のモデルを用いた場合には、平板の前縁であるエンジン入口において大きい摩擦係数を得ることが分かった。ただし、MHD 発電機より下流では、摩擦係数のモデルの相違による違いは10%未満である。大きな差が出なかった理由としては、いずれのモデルにも共通する圧縮性補正の効果がレイノルズ数の変化に対して大きいため、摩擦係数分布はマッハ数の変化による影響を強く受けることが考えられる。同条件における境界層運動量厚さの変化を図C.2に示す。この図より、境界層運動量厚さの分布はよく一致しており、摩擦係数の相違による境界層厚さの発達に与える影響は小さいと考えられる。

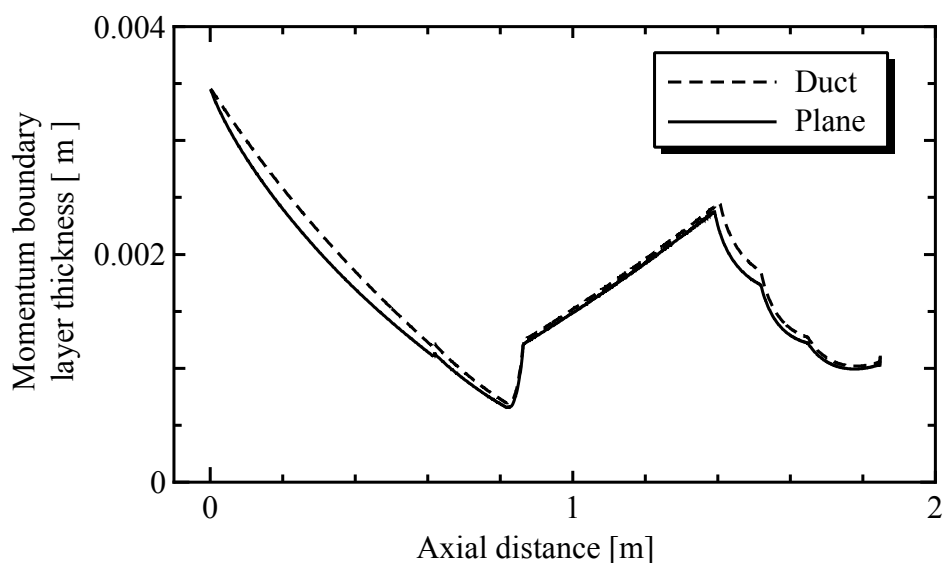


図 C.2 異なる摩擦係数のモデルにおける境界層運動量厚さ分布の比較

さらに、それぞれのモデルを用いた場合における正味推力を図 C.3 に示す。

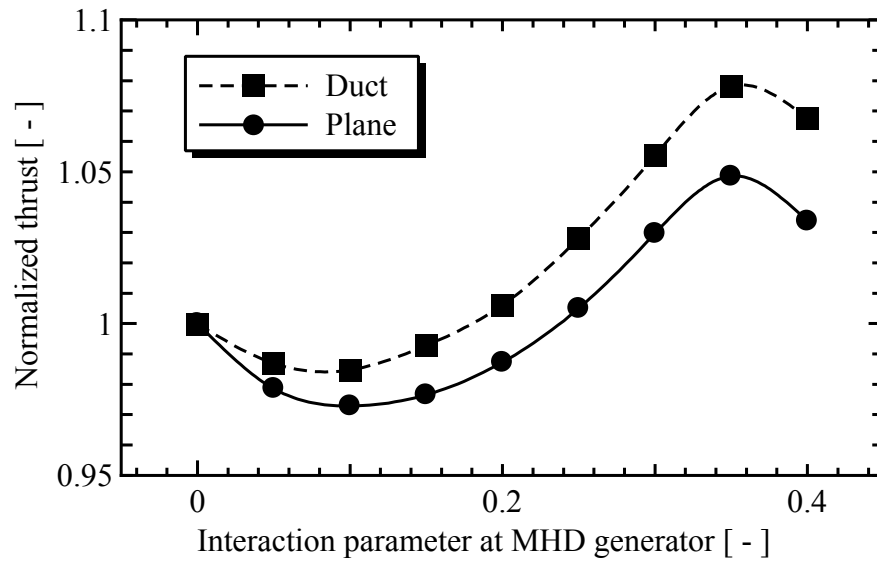


図 C.3 異なる摩擦係数のモデルにおける境界層運動量厚さ分布の比較

平板に発達する境界層に対する摩擦係数モデルを用いた場合には、エンジン入口付近の摩擦係数が高くなり、全体の摩擦力が増加するため、管路に関するモデルを用いた場合よりも全体的に低い性能となった。ただし、インレット部において増加する摩擦力は MHD 相互作用の強さに関わらず同じであるので、定性的には相互作用係数に対して同様の規格化推力の変化となった。

このように、摩擦係数のモデルの相違によって、定性的には同様の変化をするものの、定量的な差が生じることが分かった。ただし、厳密に摩擦係数を評価するためには、多次元の解析が必用となる。特にここで平板に発達する境界層に対するモデルでは多くの仮定を用いたので、本論文では、管路に対する摩擦係数のモデルを用いて考察を行った。

参考文献

- [1] 梶昭次郎：ジェットエンジン概論，東京大学出版会，東京，1993，pp. 395-397.
- [2] Billig, F. S., "Research on Supersonic Combustion," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 9, No. 4, 1993, pp. 499-514.
- [3] Fry, R. S., "A Century of Ramjet Propulsion," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 20, No. 1, 2004, pp. 27-58.
- [4] 三谷徹，富岡定毅，荻田丈士，谷香一郎，鎮西信夫，河内俊憲：RJTF 試験におけるスクラムジェット性能達成度，日本航空宇宙学会論文集，Vol. 52, 2004, pp. 1-9.
- [5] Billig, F. S., "Design and Development of Single-Stage-to-Orbit Vehicles," *Johns Hopkins APL Technical Digest*, Vol. 11, No. 3 and 4, 1990, pp. 336-352.
- [6] 樽川雄一，三谷徹，平岩徹夫，升谷五郎：スクラムジェットエンジンの3分力測定 1) マッハ4から8飛行条件におけるエンジン抗力，日本航空宇宙学会論文集，Vol. 51, 2003, pp. 244-251.
- [7] Sato, S., Izumikawa, M., Tomioka, S., and Mitani, T., "Scramjet Engine Test at Mach 6 Flight Condition," AIAA Paper 97-3021, 1997.
- [8] Kobayashi, K., Tomioka, S., Hiraiwa, T., Kato, K., Kanda, T., and Mitani, T., "Suppression of Combustor-Inlet Interaction in a Scramjet Engine under M4 Flight Condition," AIAA Paper 2003-4737, 2003.
- [9] Kodera, M., Tomioka, S., Kanda, T., Mitani, T., and Kobayashi, K., "Mach 6 Test of a Scramjet Engine with Boundary-Layer Bleeding and Two-Staged Fuel Injection," AIAA Paper 2003-7049, 2003.
- [10] Hiraiwa, T., Kanda, T., Kodera, M., Saito, T., Kobayashi, K., and Kato, K., "Effect of Ingested Boundary Layer on Scramjet Engine's Thrust and Combustion Characteristics," AIAA Paper 2003-4739, 2003.
- [11] Rosa, R. J., *Magnetohydrodynamic Energy Conversion*, McGraw-Hill, New York, 1968.
- [12] Murakami, T., Okuno, Y., and Yamasaki, H., "Achievement of the Highest Performance of a CCMHD Generator: An Isentropic Efficiency of 63% and an Enthalpy Extraction Ratio of 31%," *Plasma Science, IEEE Transactions*, Vol. 32, Issue 5, Part 1, 2004, pp. 1886-1892.
- [13] Shimizu, K., Okuno, Y., "Numerical Simulation of Plasma and Fluid Behavior in the ISTE-2 Nonequilibrium Disk MHD Generator with Multiple Loads," *Plasma Science, IEEE Transactions*, Vol. 30, Issue 6, 2002, pp. 2144-2151.

- [14] Okuno, Y., Okamura, T., Murakami, T., Ohgaki, K., Takahashi, H., and Yamasaki, H., "Construction of Closed Loop Facility for CCMHD Power Generation," AIAA Paper 2003-4280, 2003.
- [15] Bogdanoff, D. W., and Mehta, U. B., "Experimental Demonstration of Magneto-Hydro-Dynamic (MHD) Acceleration," AIAA Paper 2003-4285.
- [16] Fujino, T., Funaki, I., Mizuno, M., Sugita, H., and Ishikawa, M., "Numerical Studies of Influences of Hall Effect on MHD Flow Control Around Blunt Body OREX," AIAA Paper 2004-2561.
- [17] Bityurin, V. A., Bocharov, A. N., Lineberry, J. T., Suchomel, C., "Studies on MHD Interaction in Hypervelocity Ionized Air Flow Over Aero-Surfaces," AIAA paper 2003-4303, 2003.
- [18] Golvachov, Y. P., Sushchikh, S. Y., and Van Wie, D., "Numerical Simulation of MGD Flows in Supersonic Inlets," AIAA Paper 2000-2666, 2000.
- [19] Shneider, M. N., Macheret, S. O., and Miles, R. B., "Analysis of Magnetohydrodynamic Control of Scramjet Inlets," *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 11, 2004, pp. 2303-2310.
- [20] Minton, D., Lewis, M., and Van Wie, D., "Plasma and Magnetohydrodynamic Effects on Incipient Separation in a Cold Supersonic Flow," AIAA Paper 2005-3224, 2005.
- [21] Macheret, S. O., Shneider, M. N., and Miles, R. B., "Magnetohydrodynamic Power Extraction from Cold Hypersonic Airflows with External Ionizers," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 18, No. 2, 2002, pp. 424-431.
- [22] Kuranov, A. L., Kuchinsky, V. V., and Sheikin, E. G., "Scramjet with MHD Control Under "AJAX" Concept. Requirements for MHD Systems," AIAA Paper 2001-2881, 2001.
- [23] Park, C., Mehta, U. B., and Bogdanoff, D. W., "Magnetohydrodynamics Energy Bypass Scramjet Performance with Real Gas Effects," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17, No. 5, 2001, pp. 1049-1057.
- [24] Gaitonde, D. V., "Three-Dimensional Flow-Through Scramjet Simulation with MGD Energy-Bypass," AIAA paper 2003-0172, 2003.
- [25] Lindsey, M. F., McMullan, R. J., and Gaitonde, D. V., "Development of a Realistic 3-D Scramjet Flowpath for MGD Energy Bypass," AIAA paper 2005-1178, 2005.
- [26] Riggins, D. W., "Analysis of the Magnetohydrodynamic Energy Bypass Engine for High-Speed Airbreathing Propulsion," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 20, No. 5, 2004, pp. 779-792.
- [27] Park, C., Bogdanoff, D. W., and Mehta, U. B., "Theoretical Performance of a Magnetohydrodynamic-Bypass Scramjet Engine with Nonequilibrium Ionization," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 19, No. 4, 2003, pp. 529-537.
- [28] Sheikin, E. G., and Kuranov, A. L., "MHD Control in Hypersonic Aircraft," AIAA paper 2005-1335, 2005.

- [29] Sheikin, E. G., "Parametric and Numerical Investigations of Scramjet with MHD Bypass," AIAA paper 2005-1336, 2005.
- [30] Bityurin, V. A. and Lineberry, J. T., "Thermodynamic Analysis of the AJAX Propulsion Concept," AIAA Paper 2000-0445, 2000.
- [31] Lichford, R. J., Cole, J. W., Bityurin, V. A., and Lineberry, J. T., "Thermodynamic Analysis of Magnetohydrodynamic-Bypass Hypersonic Airbreathing Engines," NASA TP-2000-210387, 2000.
- [32] 山田 勝徳, 前田 哲彦, 長谷川 裕夫, 奥野 喜裕: 液体金属 MHD 発電機に関する 3 次元電磁流体数値解析, 電気学会論文誌 B, Vol. 125, No. 2, 2005, pp.141-146.
- [33] Litchford, R. J., Cole, J. W., Lineberry, J. T., Chapman, J. N., Schmidt, H. J., and Lineberry, C. W., "Magnetohydrodynamic Augmented Propulsion Experiment: I. Performance Analysis and Design," AIAA paper 2002-2184, 2002.
- [34] Harada, N., Ikewada, J., and Terasaki, Y., "Basic Studies on an MHD Accelerator," AIAA Paper 2002-2175, 2002.
- [35] Mitani, T., Hiraiwa, T., Tarukawa, Y., and Masuya, G., "Drag and Total Pressure Distributions in Scramjet Engines at Mach 8 Flight," Journal of Propulsion and Power, Vol. 18, No. 4, 2002, pp. 953-960.
- [36] Heiser, W. H. and Pratt, D. T., *Hypersonic Airbreathing Propulsion*, AIAA Education Series, AIAA, 1994, pp. 37-39, 197-226.
- [37] Rohsenow, W. M., and Choi, H., *Heat, Mass, and Momentum Transfer*, Prentice-Hall, New Jersey, 1961, pp. 422-425.
- [38] 生井武文, 井上雅弘: 粘性流体の力学, 理工学社, 東京, 1978, pp. 2-6.
- [39] Rubesin, M. W., Mayden, R. C., and Varga, A. A., "An Analytical and Experimental Investigation of the Skin Friction of the Turbulent Boundary Layer on a Flat Plate at Supersonic Speeds," NACA TN-2305, 1951.
- [40] 河内俊憲, 三谷徹, 平岩徹夫, 富岡定毅, 升谷五郎: 抗力測定によるスクラムジェットの推力性能見積り, 日本航空宇宙学会論文集, 51, 2003, pp. 403-411.
- [41] 岡島敏, 河野通方: 工業熱力学, 学献社, 東京, 1989.
- [42] 国立天文台編: 理科年表 平成 13 年度, 丸善, 東京, 2000.
- [43] 辻潔: 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, 東京工業大学博士論文, 1995.
- [44] Durran, D. A., Grabowsky, W. R., Mirels, H., "Performance of a 500-kjoule MHD Wind Tunnel," *AIAA Journal*, Vol.7, No. 10, pp. 1846-1852.
- [45] Gertz, J., Opar, T., Solbes, A., and Weyl, G., "Modeling of MHD Channel Boundary Layers Using an Integral Approach," Proc. Symposium on Engineering Aspect of Magnetohydrodynamics, pp. B.4.1-B.4.9.

- [46] Massee, P., Merck, W. F. H., Huijgen, G., and Rietjens, L. H. Th., "Gasdynamic Performance in Relation to the Power Extraction of the Eindhoven MHD Blow-Down Facility," Proc. Symposium on Engineering Aspect of Magnetohydrodynamics, pp. 192- 200.
- [47] Brouillette, E. C., and Lykoudis, P. S., "Magneto-Fluid-Mechanic Channel Flow. I. Experiment," Physics of Fluids, Vol. 10, No. 5, 1967, pp. 995-1001.
- [48] 関孝和, 末包哲也, 吉川邦夫, 塩田進, 山岬裕之: ディスク型 MHD 発電機内の放射状超音速流れの挙動, 日本機械学会論文集 (B 編), 64 巻, 619 集, 1995, pp. 787-792.
- [49] Waltrup, P. J., and Billig, F. S., "Structure of Shock Waves in Cylindrical Ducts," *AIAA Journal*, Vol. 11, No. 10, 1973, pp. 1404-1408.
- [50] Sunami, T., Magre, P., Bresson, A., Grisch, F., Orain, M., and Koder, M., "Experimental Study of Strut Injectors in a Supersonic Combustor Using OH-PLIF," AIAA paper 2005-3304, 2005.
- [51] Ueda, S., Tomioka, S., Ono, F., Sakuranaka, N., Tani, K., and Murakami, A., "Mach 6 Test of a Scramjet Engine with Multi-Staged Fuel Injection," AIAA Paper 2006-1027, 2006.
- [52] 生井武文, 松尾一泰: 圧縮流体の力学, 理工学社, 東京, 1977, pp. 63-67.
- [53] Van Wie, D. M., "Scramjet Inlets," *Scramjet Propulsion*, edited by E. T. Curran and S. N. B. Murthy, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, Reston, Virginia, 2000, pp. 447-511.
- [54] Radhakrishnan, K., "LSENS, The NASA Lewis Kinetics and Sensitivity Analysis Code," AIAA Paper 99-2394, 1999.
- [55] Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 6th edition, McGraw-Hill, New York, 1968, pp. 669-676.
- [56] Emmons, H. W., Fundamentals of Gas Dynamics, High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion, Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1958, pp. 183-190.
- [57] 内田裕之, 池田宏之助, 岩倉千秋, 高須芳雄: 固体高分子形燃料電池のすべて, エヌ・ティー・エス, 東京, 2003, pp. 272.

図目次

図 1.1	角田宇宙センターのラムジェットエンジン試験設備	1
図 1.2	JAXA にてマッハ数 4 の試験に用いたエンジン形状の一例	2
図 1.3	ストラットやランプの挿入例	2
図 1.4	燃焼器における圧力の上昇による境界層剥離	3
図 2.1	検査体積の概念図	8
図 2.2	計算手法フローチャート	12
図 2.3	本研究で対象とするスクラムジェットエンジンの概念図	15
図 2.4	動圧 0.05 MPa での飛行経路	16
図 2.5	エンジン入口マッハ数に対する正味推力	16
図 3.1	MHD 発電機および MHD 加速器の位置の影響を調べるための エンジン形状	18
図 3.2	MHD 発電機の位置の違いによる正味推力の変化	19
図 3.3	異なる MHD 発電機の位置に対するマッハ数分布の比較	20
図 3.4	異なる MHD 発電機の位置に対する燃焼効率分布の比較	20
図 3.5	異なる MHD 発電機の位置に対する圧力分布の比較	21
図 3.6	MHD 加速器の位置の違いによる正味推力の変化	21
図 3.7	異なる MHD 加速器の位置に対するマッハ数および 摩擦力分布の比較	22
図 3.8	燃焼制御方法の違いによる相互作用係数に対する正味推力の変化 ..	24
図 3.9	燃焼制御方法の違いによる燃焼器内圧力分布の変化	25
図 3.10	燃焼制御方法の違いによる燃焼効率分布および当量比分布の変化 ..	26
図 3.11	入口マッハ数 8 における流速分布の比較	27
図 3.12	入口マッハ数 8 におけるマッハ数分布の比較	28
図 3.13	入口マッハ数 8 における燃焼効率分布の比較	29
図 3.14	入口マッハ数 8 における温度分布の比較	30
図 3.15	入口マッハ数 8 における圧力分布の比較	31
図 3.16	入口マッハ数 8 における摩擦力分布の比較	32
図 3.17	入口マッハ数 8 における燃焼器入口付近のマッハ数および 摩擦力分布	35
図 3.18	MHD 発電機における相互作用係数に対する圧縮比の変化	35
図 3.19	MHD 発電機における相互作用係数に対する推力の内訳の変化	36
図 3.20	異なる MHD 発電機相互作用係数に対する摩擦力分布の変化	37
図 3.21	MHD 発電機における相互作用係数に対する正味推力の変化	38
図 3.22	異なるマッハ数における相互作用係数に対する規格化した推力	39
図 3.23	各マッハ数における推力に占める圧力・摩擦力・ ローレンツ力成分の比較	42
図 3.24	縮流比を増加させた場合のインレット形状モデル	44
図 3.25	相互作用係数および縮流比に対する圧縮比の変化	45

図 3.26	相互作用係数および縮流比に対する燃焼器滞在時間の変化	46
図 3.27	相互作用係数および縮流比に対する燃焼器入口静温の変化	47
図 3.28	点火遅れ時間の定義	47
図 3.29	相互作用係数および縮流比に対するダムケラー数の変化	48
図 4.1	燃焼による境界層剥離と衝撃波列の概念図	51
図 4.2	MHD 負荷条件に対する運動量厚さの変化	55
図 4.3	MHD 発電機でのローレンツ力が境界層に与える影響	55
図 4.4	境界層剥離を制約条件とした場合の MHD 負荷条件に対する 圧力分布	56
図 4.5	境界層剥離を制約条件とした場合の MHD 負荷条件に対する マッハ数分布	57
図 4.6	境界層剥離を制約条件とした場合の MHD 負荷条件に対する 規格化推力の変化	58
図 4.7	境界層剥離に関する制約の有無に対する規格化推力の比較	59
図 4.8	境界層剥離に関する制約の有無に対する圧力成分の増加量の変化 ..	59
図 4.9	境界層剥離に関する制約の有無に対する摩擦力成分の低減量の変化	60
図 4.10	境界層剥離を制約条件とした場合の異なる気流および MHD 負荷条件に対する規格化推力の変化	61
図 5.1	MHD 加速器を補助推進器としたスクラムジェットエンジン	64
図 5.2	MHD 加速器を用いたスクラムジェットエンジンの正味推力	66
図 5.3	同程度の推力を発生する MHD 加速のみの推進器と 燃焼のみの推進器の比較	67
図 5.4	MHD 加速器を用いたスクラムジェットエンジンの正味推力	69

表目次

表 2.1. 共通の計算条件	13
表 3.1. 計算条件	18
表 3.2. 熱入力のある流れにおける摩擦力の熱入力に関する微分の挙動	34
表 3.3. 熱入力のある流れにおけるマッハ数に対する摩擦力の挙動	34
表 3.4. 点火性能の検討に用いる計算条件	44
表 4.1. 境界層剥離を制約条件とした解析に用いる計算条件	54
表 5.1. MHD 加速器を補助推進器としたエンジンの計算条件	65

謝辞

本論文をまとめるにあたり、終始丁寧なご指導を頂いた山岬裕之教授・富岡定毅連携助教授に心より感謝いたします。山岬裕之教授には学部4年生の時から研究に関することはもちろん、研究者としてあるべき姿勢や進路の相談など数え切れないアドバイスを頂きました。富岡定毅連携助教授には航空宇宙技術について多くの助言を頂いたと共に、研究活動全般にわたって細部まで懇切丁寧な指導をしていただきました。また、奥野喜裕教授、岡村哲至教授、村上朝之助手には、毎週のゼミや合宿などで貴重なお意見を頂きましたことに感謝いたします。大柿久美子技官、高橋浩技官には研究生活を送る上で多くのサポートをいただき、ありがとうございました。

研究に関して様々なことを教えて下さった高奈秀匡氏（現東北大学）をはじめとする諸先輩方、さらに、研究を手伝って下さった MHD グループの皆様に深く感謝いたします。

最後に、これまで私を育て、応援してくれた父・母・兄に心から感謝いたします。