

# RBCC エンジンのスクラムジェットモードにおける ロケット排気と流入空気の混合予測

○中野良祐(東北大学), 富岡定毅(JAXA), 工藤賢司(JAXA), 村上淳郎(JAXA), 植田修一(JAXA)

Mixing Prediction with Incoming Air and the Rocket Exhaust of the RBCC Engine under Scramjet Mode

○Ryosuke Nakano(Tohoku University), Sadatake Tomioka, Kenji Kudo, Atsuro Murakami, Shuichi Ueda(JAXA)

Key Words: RBCC engines, Shear Layer, Mixing

## Abstract

Rocket Based Combined Cycle (RBCC) engine is expected to be efficient as propulsion system for future space transportation. Under the scramjet mode operation, both incoming airflow and rocket exhaust are supersonic in the engine flow-pass. Therefore, accomplishment of combustion is very difficult due to insufficient mixing. A predictive model of the mixing efficiency was proposed to enable prediction of mixing efficiency. The model might be beneficial to predict engine performance in the scramjet mode, and also to give insight for designing the flow-pass and the rocket engine configuration. Experiments were carried to build the model and to verify the validity by comparing the calculation results obtained from the prediction model with experimental results.

## 1. 緒論

### 1.1 研究背景

現在, JAXAではスペースプレーン用のエンジンの1つとしてロケット複合エンジン (Rocket Based Combined Cycle engine: 以下RBCCエンジン)[1][2]の研究を行っている. このRBCCエンジンは大気中の酸素を酸化剤として利用する空気吸いこみ式エンジンであり, スクラムジェットエンジンのダクト内にロケットエンジンを埋め込んだ構造となっている. このエンジンは飛行マッハ数に応じて4つの作動モードを有しており, エジェクターモード, ラムジェットモード, スクラムジェットモード, ロケットモードで構成されている(図1). 埋め込んだロケットは各モードにおいて最適な作動条件で用いられる. 以下, ロケットエンジンの燃料に水素を用いた場合について記述する. 飛行マッハ数 0~3ではエジェクターモードで作動する. このモードでは, ロケットエンジンを作動させることによるエジェクタ効果によりエンジン内に酸化剤である空気を吸い込む. そして, 吸い込んだ空気とロケット排気を混合させ, その混合気に燃料を噴射して二次燃焼を行うことでロケットエンジン単独作動よりも高い推力と比推力を得る. 飛行マッハ数 3~7では, ラムジェットモードとして作動する. ラムジェットモードでは燃焼によ

り生成する熱で熱閉塞を起こし, エンジン内部で擬似衝撃波を発生させる. この擬似衝撃波により亜音速まで減速され, 圧力の上がった空気と噴射された燃料の亜音速燃焼により推力を得る. 比推力向上の為にロケットは低出力で作動し, 主に点火源として使用される. 飛行マッハ数 7~11では, スクラムジェットモードとして作動する. スクラムジェットモードでは流入空気がエンジン燃焼器内部においても超音速に保たれ, 流入空気と燃料の超音速燃焼により推力を得る. しかし, 空気と燃料の超音速燃焼だけでは加速に十分な推力を発生することができないため, 空気を利用することで比推力を稼ぎつつロケットエンジンの出力を大きくし, 加速に必要な推力を得る. 飛行マッハ数11以上では, ロケットモード

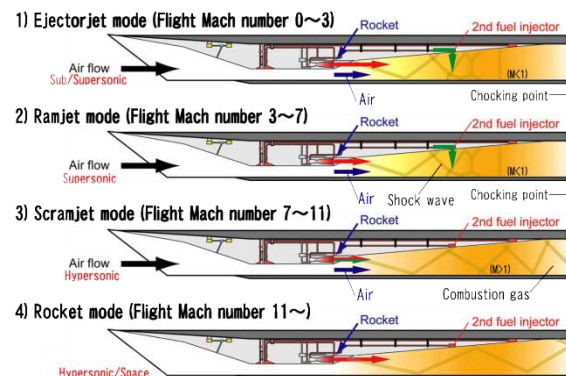


図1 RBCCエンジンの作動モード

として作動する．この極超音速領域では飛行高度もかなり高くなり，流入空気の濃度も薄くなる．そのため，ロケットエンジンのみを作動させ，軌道上での最終加速を行う．本研究は，飛行マッハ数7~12での作動モードであるスクラムジェットモードを対象としている．

## 1.2 経緯

スクラムジェットモードの特徴として，一つ目に，エンジン内に流入する空気流の速度が極めて高いことが挙げられる．空気流は空気取り入れ口で圧縮され，通常，燃焼器入口のマッハ数は飛行マッハ数の1/2~1/3程度に低下するが，この圧縮によるマッハ数の低下は主に静温の上昇による局所音速の増大の結果であり，燃焼器入口の流速は飛行速度から大きく減少することはない[3]．その結果，スクラムジェットモードでは主流が燃焼器を通過するのに要する時間は1msのオーダーとなる．二つ目に，スクラムジェットモードでは，ロケットエンジンは燃料過剰状態での予燃焼ガスの噴射器として作動するため，ロケット排気中の未燃水素の速度も高いことが挙げられる．ロケット排気中に未燃水素を含ませる理由として，比較的低いマッハ数の作動では気流総温が低く，水素燃料の自発着火が困難であるということ，さらに燃料噴射による運動量も推力に寄与させることが挙げられる．これらの特徴より，平行流であるロケット排気中の未燃水素と流入空気を，極短い時間スケール内で十分な混合および燃焼を達成することが要求される．

スクラムジェットモードに関する研究が行われていく中で飛行シミュレーションにより，内蔵ロケットのO/Fおよび燃焼内圧をより高くし，ロケット自身が発生する推力をより強化したスクラムモードジェットモードの方がより多くの重量を軌道上に輸送できるという結果が得られた[4]．

この結果を受け，新たに提案されたロケット強化型スクラムジェットモードの試験がKobayashiによって行われた[5]．Kobayashiはエンジン内で流入空気とロケット排気中の未燃水素は全く反応せずにエンジン外部へと流出してしまうと結論付けた．

そこで，無反応でエンジン外部へと流出したロケット排気中の未燃水素への着火を実現するために補助噴射による燃焼促進法が提案された．この燃焼促進法は分離部において補助燃料噴射を行い，燃料を一度，分離部で燃焼させることによって温度上昇と圧力上昇を生じさせる．これにより，エンジン内に

て反応速度を上昇させ，その効果によってロケット排気中の未燃水素への着火を達成させようとするものである．Takagiはロケット強化型スクラムジェットモードにおいて補助噴射を用いた試験を行った[6]．反応速度が上昇したことによってロケット排気中の未燃水素の燃焼は達成されたものの，依然として燃焼効率は低かった．また，Takagiは非燃焼場において混合評価試験を行い，燃焼効率が低いのは混合効率が低いためだと結論づけた．

これらの結果から，RBCCエンジンのスクラムジェットモードにおけるエンジン性能はロケット排気中の未燃水素と流入空気の混合効率に大きく関わることは明らかである．そのため，今後スクラムジェットモードの研究開発を進める中で，ロケットエンジンの噴射条件やエンジン内に流入する気流条件がロケット排気と流入空気の混合にどの程度影響するかを予測することが重要となる．

そこで本研究の目的は，ロケット排気と流入空気の混合効率を予測するモデルを構築することである．これまでに，Papamoschou[7],[8]やDimotakis[9]らによって圧縮性混合層に関する研究がなされてきたが，これらの研究は二次元流における実験がほとんどであり，RBCCエンジンのような三次元性の影響が強い流路において2流の状態量が混合に及ぼす影響を調べたものは少ない．そこで本研究では，まず予測モデルの構築に向けてロケット流と空気流の状態量を変化させた試験を行い，その状態量が混合効率に及ぼす影響を実験的に調べた．そして次に混合効率の予測モデルを構築し，モデルから得られた計算結果と実験結果を比較することによってモデルの妥当性の検証を行った．

## 2. 実験装置

### 2.1 吹き出し式風洞とテスト部

今回の実験はJAXA 角田宇宙センター内にある吹き出し式風洞および窒素の供給系を使用し実験を行った．その概略図を図2.1にテスト部の写真を図2.2に示す．今回使用した超音速風洞は間欠吹き出し式の風洞で，空気はコンプレッサーによって加圧され貯気槽に蓄えられる．加圧空気は調圧弁で設定した総圧に調整されたのち，ノズルを通過して超音速に加速されてテストセクションに流入する．なお，テストセクション出口は大気に解放されている．テストセクションには2孔のロケットノズルを設置し，そのロケットは窒素の供給系と接続されており，ロケット排気は窒素によって模擬される．試験部の壁

圧はスキヤニバルブ $\phi$ (誤差  $\pm 1.4\text{kPa}$ )によって測定し、風洞主流の総圧、総温はノズル上流の整流部で測定した。また、ガスサンプリングやピトー圧の測定は18本のピトー管をくし形に並べたプローブを流路に挿入することで行った。

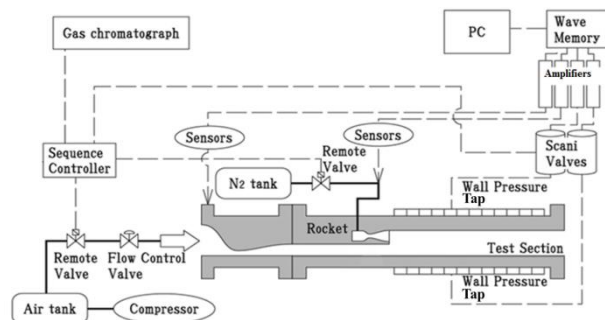


図 2.1 風洞設備とテスト部・測定系などの概略図



図 2.2 テスト部の写真

## 2.2 試験条件

### 1) 混合効率の流れ方向変化を調べる試験

表 2.1 に試験条件を示す。ここで、せん断層の成長率は Papamoschou によって示された式[7]を用いて算出した。また、表 2.2 にピトー圧およびガス採取計測位置を示す。表中の  $H$  はベース面高さ( $H=20\text{mm}$ )である。

表 2.1 主流およびロケット排気条件

	主流		ロケット排気
	ノズル出口	$X = 0\text{ mm}$	ノズル出口
マッハ数	2.4	2.2	4
総圧 $P_0$ [kPa]	390		4000
静圧 $P$ [kPa]	23	36	27
速度 $U$ [m/s]	542	433	666
流量 [g/s]	0.49		0.43
静圧比 $P_a/P_r$	1.36		
せん断層成長率 $d\delta/dx$	0.033		

表 2.2 ピトー圧およびガス採取計測位置

	$X/H$	$Y$ [mm]	$Z$ [mm]
計測座標	4.25, 9.25, 14.25	1.5~44	0, 12.5, 19

### 2) 静圧比 $P_a/P_r$ の影響を調べる試験

表 2.3 にこのときの試験条件を示す。表中のマッハ数と静圧は  $X = 0\text{ mm}$  における値である。表 2.1 の試験条件に加えて、 $X = 0\text{ mm}$  における静圧がロケット排気の方が大きい場合と主流の方が大きい場合の2条件を計測した。計測座標は  $X/H = 9.25$  である。

表 2.3 静圧比  $P_a/P_r$  の影響を調べる試験

	$P_r > P_a$ 条件		$P_r < P_a$ 条件	
	主流	ロケット	主流	ロケット
マッハ数	2.2	4	2.2	4
総圧 $P_0$ [kPa]	300	6200	680	3800
静圧 $P$ [kPa]	29	41	68	25
流量 [g/s]	0.38	0.67	0.89	0.41
流量比 $m_a/m_r$	0.57		2.17	
静圧比 $P_a/P_r$	0.7		2.67	

### 3) せん断層成長率 $d\delta/dx$ の影響を調べる試験

表 2.4 にこのときの試験条件を示す。表中のマッハ数と静圧は、 $X = 0\text{ mm}$  における値である。この試験では、主流ノズルのマッハ数を 1.5 と 3.5、ロケットノズルのマッハ数を 2 に変更することでせん断層成長率を変化させた。表 2.1 の試験条件よりもせん断層成長率が大きい場合と小さい場合の2条件を計測した。計測座標は  $X/H = 9.25$  である。

表 2.4 せん断層成長率  $d\delta/dx$  の影響を調べる試験

	$d\delta/dx$ 大		$d\delta/dx$ 小	
	主流	ロケット	主流	ロケット
マッハ数	1.35	2	3.35	4
総圧 $P_0$ [kPa]	500	1300	1660	4100
静圧 $P$ [kPa]	168	166	27	27
流量 [g/s]	1.3	0.88	0.75	0.44
移流マッハ数 $M_c$	0.3		0.4	
流量比 $m_a/m_r$	1.5		1.7	
せん断層成長率 $d\delta/dx$	0.05		0.025	
静圧比 $P_a/P_r$	1		1	

### 3. データ解析

#### 3.1 モル濃度と局所当量比, 全体当量比の算出

##### (a) モル濃度

- 1) 流入空気を国際標準大気の組成と仮定してガスクロマトグラフィーによって解析された窒素と酸素のモル分率をロケット排気由来の窒素と流入空気のモル分率に変換する.
- 2) 混合気のモル分率から混合気の比熱比, 気体定数, 平均分子量を算出する.
- 3) 測定したピトー圧, 静圧および比熱比からレイリーのピトー管公式[10]を用いて局所のマッハ数を算出する.

$$\frac{P_{pit}}{P_w} = \left\{ \frac{(\gamma + 1)M^2}{2} \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left\{ \frac{\gamma + 1}{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)} \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (3.1)$$

ただし, 静圧はカウル側およびロケット側の壁圧から算出した. カウル側壁圧は主流の空気の流管の静圧, ロケット側壁圧はロケット排気の窒素の流管の静圧とし, 流管内の静圧は一定とした. 流管の範囲の判断はモル分率から行った. それぞれの最大の空気および窒素のモル分率の 90% までをそれぞれの流管の範囲とし, その間は混合層として, その範囲では静圧はカウル側壁圧からロケット側壁圧まで線形に変化するとした.

- 4) 主流よどみ温度, ロケット排気よどみ温度およびピトー管位置でのマッハ数, 比熱比から等エントロピーを仮定し, 静温を算出する.
- 5) 気体の状態方程式から密度を算出し, ピトー管位置での混合気の密度, 平均分子量, モル分率から流入空気とロケット排気のモル濃度を算出した.

##### (b) 局所当量比 $\phi_{local}$ の算出

ロケット排気由来の窒素を全量水素と仮定し, 流入空気とロケット排気のモル濃度から, 酸素と水素のモル濃度を推算した. その後, 酸素と水素のモル濃度から局所当量比の算出を行った.

##### (c) 全体当量比 $\phi_{global}$ の算出

- 1) 流入空気とロケットの総圧と総温を用いて次式によりそれぞれの質量流量を算出する.

$$\dot{m} = \frac{P_t A^*}{\sqrt{RT_0}} \sqrt{\gamma \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (3.2)$$

ここで,  $A^*$  はスロート面積である.

- 2) 算出した質量流量と分子量よりモル流量を算出し, 局所当量比と同様の仮定を用いて算出した流

入空気中の酸素のモル流量とロケット排気の水素のモル流量から全体当量比を算出した.

#### 3.2 混合効率の算出

混合効率 $\eta_m$  は, 次式で定義した.

$$\eta_m = \frac{\int \alpha \rho u Y_{fuel} dA}{\int \rho u Y_{fuel} dA} \quad (3.3)$$

$$\alpha = \begin{cases} 1 & (\phi_{local} < \phi_{global}) \\ \phi_{global} / \phi_{local} & (\phi_{local} > \phi_{global}) \end{cases}$$

ここで,  $\rho$  は密度,  $u$  は速度,  $Y_{fuel}$  は燃料質量分率,  $\phi_{local}$  は局所当量比,  $\phi_{global}$  は全体当量比である. 燃料質量分率  $Y_{fuel}$  はモル分率 $\phi$ と分子量  $W$  により以下の式で算出する.

$$Y_{fuel} = \frac{W_{fuel} \phi_{fuel}}{W_{fuel} \phi_{fuel} + W_{air} \phi_{air}} \quad (3.4)$$

$dA$  は図 3 のように, 隣り合うガス採取プローブの中点を通るような四角格子で囲まれた面積である. また, 側壁直近にプローブ位置を設定できないため, 側壁付近は  $dA$  の中心とプローブ位置がずれることに注意されたい.

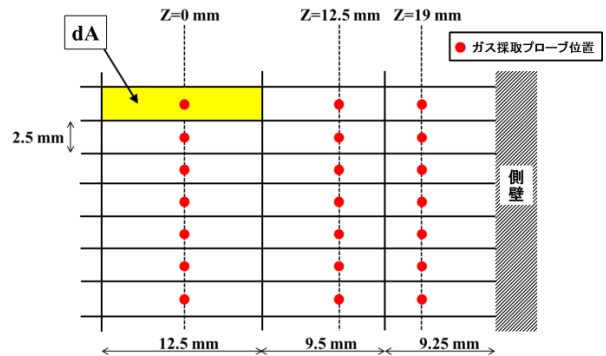


図3 ガス採取プローブ位置と  $dA$  の関係

#### 3.3 計測の精度

本試験では, 一つの条件を 6 回に分けてガス採取を行い, それをもとに混合効率を算出する. 試験回数上の制約上, 同一条件の試験を複数回行うことができなかったため, 一つの条件を計測した時の精度を 6 回の計測値の標準偏差を利用して評価した. ここでは, 表 2.1 の試験条件の  $X/H = 9.25$  位置における計測結果を利用する. 本実験で得られた 6 回分の計測値の標準偏差, 平均値に対する標準偏差の割合を表 3 にまとめる. なお, ピトー圧, 壁圧の標準偏差は壁圧の標準偏差の最大値を採用した. 表 3.1 から測定値の平均値に対する標準偏差の割合は十分小さく, 再現性があると考えられる. また, この標準偏差から誤差の伝播の法則を用いて混合効率の算出値に対する標準偏差の割合を算出すると, 2.3% となった. これよ

り、本研究においては、実験から得られた混合効率の実験値に対して 2.3% の標準偏差が含まれているものとして議論する。

表 3 平均値に対する標準偏差の割合

	総圧		総温	
	ロケット	主流	ロケット	主流
標準誤差/平均値(%)	1.55	2.27	0.86	0.8
	ピトー圧, 壁圧		モル分率	
標準誤差/平均値(%)	5.90		0.90	

#### 4. 混合効率の予測モデルと数値解析手法

数値解析による混合効率の計算は以下の手順で行った。

1. Papamoschou の二流管のモデルを参考にして準一次元解析によりロケット流と空気流のそれぞれの状態量を計算する。
2. 得られた状態量を用いて、混合したロケット排気の質量流量を計算する。
3. 投入したロケット排気の質量流量と混合したロケット排気の質量流量により混合効率を算出する。

##### 4.1 二流管の状態量の算出

まず、二流の状態量の算出に用いた Papamoschou の二流管モデル[8]を図 4.1 を用いて説明する。仮定としてはロケット噴流と空気流の 2 つの準一次元流れである。両者の間に境界線を設け、それを跨いで質量のやり取りはないが、運動量と熱の輸送は考慮する。境界線の形状は予め決まっておらず計算の過程により決まる。また、ロケットノズル出口位置(点 0)においてロケット噴流の静圧  $P_{r0}$  と空気流の静圧  $P_{a0}$  は等しい適正膨張状態であり、境界線上のどの位置においてもロケット噴流の静圧  $P_{rx}$  と空気流の静圧  $P_{ax}$  は等しいとしている。図中の  $P$  は圧力、 $M$  はマッハ数、 $\theta_*$  は流れの境界線の角度、 $\tau_*$  は境界線に働くせん断力、 $\tau_w$  は壁面摩擦力を示している。添え字の  $r$  はロケット噴流、 $a$  は空気流、 $0$  はロケットノズル出口位置、 $x$  は混合ダクト内の任意の位置を表している。この Papamoschou のモデルを本研究に適用するため、入口条件に修正を加える。Papamoschou の解析では、ロケットノズル出口位置(点 0)で適正膨張として計算しているが、本研究ではロケットノズル出口位置におけるロケット排気と流入空気の静圧は均圧しておらず、ロケット噴流は過膨張または不足膨張状態である。そのため、Papamoschou の解析をロケットノズル出口位置(点 0) から用いることはできない。そこで、図 4.2 に示すようにロケットノズ

ル出口下流の均圧位置(点 1)でロケット噴流の静圧  $P_{r1}$  と空気流の静圧  $P_{a1}$  が均圧するという条件を課し、その位置での状態量を流入条件として計算を行う。まず、ロケット総圧  $P_{tr}$  と点 0 における流入空気静圧  $P_{a0}$  を用いて以下の式(4.1)により均圧時のロケット噴流のマッハ数  $M_{r1}$  を求める。

$$M_{r1} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left\{ \left( \frac{P_{tr}}{P_{a0}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right\}} \quad (4.1)$$

次に式(4.2)に示すプラントル・マイヤー関数より、 $v_0(M_{r0})$ 、 $v_1(M_{r1})$  を計算し、点 0 からのロケット排気の転向角  $\theta$  を  $\theta = v_0(M_{r0}) - v_1(M_{r1})$  により算出する。

$$v(M) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1} (M^2 - 1)} - \tan^{-1} \sqrt{M^2 - 1} \quad (4.2)$$

さらに、ロケットノズル出口と均圧位置のロケット流管の高さ  $h_0$ 、 $h_1$  と転向角  $\theta$  を用いて以下の式でロケットベース面から均圧位置までの距離  $x_1$  を計算する。

$$x_1 = \frac{h_0 - h_1}{\tan \theta} \quad (4.3)$$

ここで、ロケットノズル出口位置から均圧位置までは、ロケット噴流と流入空気の混合はないと仮定した。この均圧条件を課すことで、均圧位置(点 1)からは Papamoschou の計算を用いることが出来ると考えた。

次に、計算方法を説明する。この計算での初期の入力値はロケット噴流、流入空気のマッハ数、総圧、総温、ガス種、流路形状である。まず、与えられた総圧により、ロケット噴流、流入空気のそれぞれのロケットノズル出口位置での静圧と質量流量が決まる。次に流入空気の静圧にロケット噴流の静圧が均圧するように噴流断面積を変化させる。その均圧位置(点 1)でのロケット噴流、流入空気の状態量を計算の入力値とする。点 1 から  $dx$  の位置(点  $x$ ) との境界線角度  $\theta_*$  を与え、点 1 の状態量を用いて以下の式により境界線にかかるせん断力  $\tau_*$ 、熱流束  $q$  を圧縮性混合層に対する経験式[8]から求める。

$$\tau_* = 0.013 \frac{\rho_r + \rho_a}{2} (U_r - U_a)^2 \times \left( \frac{1 + \sqrt{\rho_a/\rho_r}}{2} \times \frac{U_r + U_a}{U_r + U_a \sqrt{\rho_a/\rho_r}} \right) \times f(M_c) \quad (4.4)$$

$$q = \frac{H_r - H_a}{U_r - U_a} \tau_* \quad (4.5)$$

$$f(M_c) \approx 0.25 + 0.75e^{-3Mc^2} \quad (4.6)$$

$$M_c = \frac{U_r - U_a}{a_r + a_a} \quad (4.7)$$

ここで、 $\rho$  は密度、 $U$  は流速、 $H$  は全エンタルピー、 $f(M_c)$  は圧縮関数、 $Mc$  は移流マッハ数、 $a$  は音速を



示している．流速  $U$  および  $M$  は以下の式を用いて計算する．

$$\frac{dU}{U} = \frac{1}{M^2 - 1} \left( \frac{dA}{A} + \frac{\tau dx}{pl} - \frac{q dx}{\rho U l h} \right) \quad (4.8)$$

$$\frac{dM}{M} = \frac{1 + [(\gamma - 1)/2] M^2}{M^2 - 1} \left( \frac{dA}{A} + \frac{\tau dx}{pl} \right) - \frac{M(1 + \gamma M^2)}{2(M^2 - 1)} \frac{q dx}{\rho U l h} \quad (4.9)$$

ここで， $h$  は静エンタルピー， $l$  は点  $x$  の断面積をその位置において噴流が外部に触れている長さで割った濡れ縁長さである．

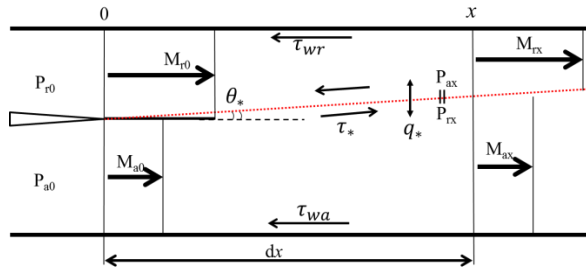


図 4.1 Papamoschou モデル[8]

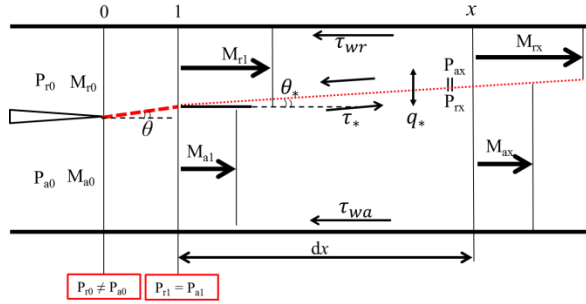


図 4.2 修正した Papamoschou モデル

また，点 1 における状態量の内，静温  $T$ ，密度  $\rho$ ，流速  $U$  を用いて粘性係数  $\mu$ ，レイノルズ数  $Re$ ，壁面の摩擦抵抗係数  $C_f$  値，壁面摩擦応力  $\tau_w$  を計算する．粘性係数  $\mu$  はサザーランドの公式を用いて計算する．

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1.5} \left( \frac{1 + C/T_0}{(T + C)/T_0} \right) \quad (4.10)$$

ここで， $C$  は定数で， $T_0$  は総温である． $\mu_0 = 1.86 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ， $C = 110.4$  として， $\mu$  を計算する．次に，レイノルズ数を以下の式より計算する．

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu} \quad (4.11)$$

$D$  は水力直径である．そして，Van Driest の公式[11]を用いて摩擦抵抗係数  $C_f$  値を計算する．

$$\begin{aligned} 0.242 \sqrt{\frac{1 - \lambda^2}{C_f}} \frac{\sin^{-1} \lambda}{\lambda} &= \log(Re C_f) + 1.26 \log(1 - \lambda^2) \\ 1 - \lambda^2 &= \left\{ 1 + \left( \frac{\gamma - 1}{2} \right) M^2 \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (4.12)$$

壁面摩擦応力  $\tau_w$  は以下の式で計算する．

$$\tau_w = \frac{1}{2} C_f \rho U^2 \quad (4.13)$$

ここで，燃料流が二次元流の場合は，噴流が壁面から受ける壁面摩擦応力や流入空気流から受けるせん断力，流管同士の熱の輸送が作用する濡れ縁長さは流路幅の長さに等しい．それに対し，RBCC エンジンにおける 2 つのロケットからの三次元流の場合は，噴流が壁面に接触する面や噴流と空気流の接触面が流れ方向に変化する．そこでロケット噴流が受ける壁面摩擦，流管同士の運動量と熱の輸送が生じる濡れ縁長さを図 4.3 のように表現した．図中の黒実線は点  $x$  におけるロケット噴流，黒破線はロケットノズル出口面である．また，赤線は，ロケット噴流が壁面から受ける壁面摩擦の濡れ縁長さ  $l_w$ ，緑線は流管同士の運動量と熱の輸送が生じる濡れ縁長さ  $l_*$  である． $r_x$  は，点  $x$  における噴流の半径であり， $\varphi_x$  は点  $x$  における角度で以下の式より求める．

$$\varphi_x = \tan^{-1} \left\{ \frac{\sqrt{r_x^2 - (d/2)^2}}{d/2} \right\} \quad (4.14)$$

図 4.3 より，ロケット噴流が壁面から受ける壁面摩擦の濡れ縁長さ  $l_w$ ，流管同士の運動量と熱の輸送が生じる濡れ縁長さ  $l_*$  は以下の式で表される．

$$l_w = 2r_x \sin \varphi_x \quad (4.15)$$

$$l_* = 2\pi r_x \times \left( 1 - \frac{2\varphi_x}{360} \right) \quad (4.16)$$

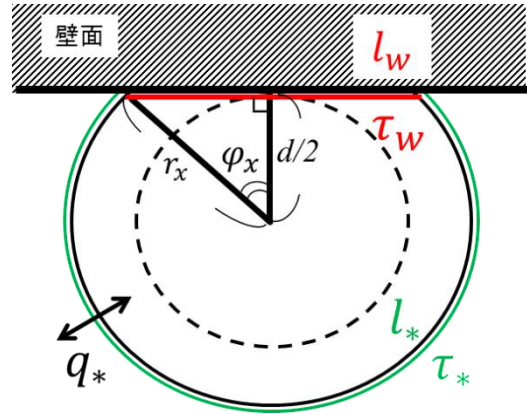


図 4.3 濡れ縁長さの表現

音速は， $a = U/M$  より求め，それぞれの流管の静圧は，以下の式で計算する．

$$P = \frac{\dot{m} a}{\gamma M A} \quad (4.17)$$

この計算過程をロケット流側と流入空気側で行い， $P_{rx}$  と  $P_{ax}$  を計算する． $P_{rx}$  と  $P_{ax}$  が異なる場合，境界線の角度  $\theta_s$  を新たに与えて再度点  $x$  の静圧を計算する．そして， $P_{rx}$  と  $P_{ax}$  が等しくなる境界線の角度

$\theta_*$  を解とし、点  $x$  の状態量が決まる。点  $x$  の状態量を流入条件として点  $x$  から  $dx$  離れた点について上記の計算を行う。また、差分法を用いて式(4.8) (4.9) は、 $dU = U_x - U_1$ ,  $dM = M_x - M_1$ ,  $dA = A_x - A_1$  として計算を行った。

## 4.2 混合したロケット流の質量流量と混合効率

混合したロケット排気の質量流量の求め方を説明する。まず、点  $x$  における 2 流の状態量から、2 流管の接触面(図 4.3 の  $l_*$ )においては均一にせん断層は発達すると仮定し、以下に示すせん断層成長率を表す式[7]により  $dx$  間の  $d\delta/dx$  を求める。

$$\frac{d\delta}{dx} = 0.17 \frac{(1 - \frac{U_r}{U_c})(1 + \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_r}})}{1 + \frac{U_r}{U_c} \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_r}}} (0.25 + 0.75e^{-3M_c^2}) \quad (4.18)$$

また、せん断層内における高速流体のモル分率  $\xi_r$  は、

$$\xi_r = \frac{E_n}{1 + E_n} \quad (4.19)$$

$$E_n = \frac{W_a}{W_r} \frac{\rho_r}{\rho_a} \left( \frac{U_r - U_c}{U_c - U_a} \right) \times \left[ 1 + C_\ell \frac{1-r}{1+r} \{ (1-f_\infty)e^{-3M_c^2} + f_\infty \} \right] \quad (4.20)$$

で表される[9]。ここで、 $W$  は分子量、 $C_\ell = 0.68$ ,  $f_\infty = 0.25$  である。式中の  $U_c$  はせん断層内の移流速度で以下の式で表される[8]。

$$U_c = \frac{U_r + U_a \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_r}}}{1 + \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_r}}} \quad (4.21)$$

さらに、式(4.19)を用いて、せん断層内の平均密度  $\rho_m$  を以下の式で計算する。

$$\rho_m = \rho_r \xi_r + \rho_a (1 - \xi_r) \quad (5.22)$$

式(4.18), (4.21), (4.22) を用いると以下の式で  $dx$  間に発達したせん断層の質量流量  $\dot{m}_{shear}$  が求められる。

$$\dot{m}_{shear} = \rho_m U_c \left\{ \left( \frac{d\delta}{dx} \right)_x \times dx \times L \right\} \quad (4.23)$$

$$L = \begin{cases} w & \text{(二次元流の場合)} \\ 2l_* & \text{(三次元流の場合)} \end{cases}$$

ここで  $w$  は流路の幅方向長さである。

また、式(4.19)を用いると以下の式で、せん断層内の高速側の質量分率  $Y_r$  が計算される。

$$Y_r = \frac{W_r \xi_r}{W_r \xi_r + W_a (1 - \xi_r)} \quad (4.24)$$

これより、 $dx$  間に発達したせん断層の質量流量  $\dot{m}_{shear}$  の内のロケット排気の質量流量  $\dot{m}_{shear,r}$  は、 $Y_r \times \dot{m}_{shear}$  となる。最後に、せん断層内に取り込まれたロケット排気の内、混合した割合を定数  $K$  で与

えることにより、 $dx$  間に混合したロケット排気の質量流量  $\dot{m}_{r,mixed}$  は  $K \times \dot{m}_{shear,r}$  と表される。

以上により、点  $x$  における混合したロケット排気の質量流量  $(\dot{m}_{r,mixed})_x$  は以下の式で計算される。

$$(\dot{m}_{r,mixed})_x = (\dot{m}_{r,mixed})_{x-dx} + K \times Y_r \times \rho_m U_c \left\{ \left( \frac{d\delta}{dx} \right)_x \times dx \times L \right\} \quad (4.25)$$

$$L = \begin{cases} w & \text{(二次元流の場合)} \\ 2l_* & \text{(三次元流の場合)} \end{cases}$$

本研究では混合割合  $K$  は 0.285 とした。この式に示すように、 $(\dot{m}_{r,mixed})_x$  は点  $(x-dx)$  における混合したロケット排気の質量流量  $(\dot{m}_{r,mixed})_{x-dx}$  に対して  $dx$  間に混合したロケット排気の質量流量を積算することと算出する。

この式を用いることで点  $x$  におけるロケット排気の混合効率  $\eta_{mx}$  は以下の式で表される。

$$\eta_{mx} = \frac{(\dot{m}_{r,mixed})_x}{\rho_0 U_0 A_0} \quad (4.26)$$

ここで、 $\rho_0, U_0, A_0$  はそれぞれロケットノズル出口における密度、速度、断面積である。

## 5. 結果

2 流の状態量を変化させた実験結果と予測モデルによる計算値の比較を行う。

### 5.1 流れ方向変化

図 5.1 に表 2.1 の試験条件における混合効率の流れ方向変化の実験結果とモデルによる解析結果を示す。実験値の標準偏差は図中の赤点の大きさとほぼ同じである。実験値は線形に増加し、モデルによる計算から求めた混合効率は実験値を精度良く予測した。X/H=4.25 位置の計算値が実験値を過小評価しているのは、実験での流路幅方向の分解能が低いことと、均圧する位置までの混合を考慮していないことが原因と考えられる。図 5.2 のモル分率分布から、X/H=4.25 においては噴流の三次元性が強いと、計測断面を増やすことで混合効率は計算値に近づくと考えられる。

モデルの妥当性を検証するために、二流管の流れ方向の状態量の中から静圧分布とマッハ数分布を実験値と比較する。図 5.3 に実験のカウル側壁圧と計算による流入空気流管の静圧値の分布を示す。また同時に、この条件でのシュリーレン写真を座標を対応させて示す。ここでカウル側の壁圧で検証するのは、ロケット側壁圧は 2 つのロケット流の間の壁面にて計測を行ったためロケット流の正確な静圧を示していないと判断したためである。実験値と計算値は膨張波と圧縮波が壁面に入射する X/H = 3~8 付近にお

いて値に違いが見られ、誤差の最大値は 66% となった。誤差が生じた理由として、準一次元計算によって状態量を算出したため衝撃波による影響は考慮していなかったこと、 $X/H=0\sim 8$  の領域では流れの三次元性が強く、壁圧の値が流入空気流管の静圧を正確に示していないことが挙げられる。図 5.4 に実験による  $Z=12.5\text{mm}$  断面のマッハ数分布と各  $X/H$  位置における計算値を示す。実験値と計算値は下流側へ向かうにつれてマッハ数が減少する点で定性的に一致し、 $X/H=4.25, 9.25$  のロケット流管のマッハ数、 $X/H=4.25$  の空気流管のマッハ数は定量的に一致した。 $X/H=14.25$  のロケット流管のマッハ数と  $X/H=9.25, 14.25$  の空気流管のマッハ数で実験値と違いが生まれたのは、上述の通り計算では衝撃波によってマッハ数が減少する影響を考慮していないためである。

## 5.2 静圧比 $P_d/P_r$ の影響

図 5.5 に流入空気とロケット排気の静圧比を変化させた場合の実験結果とモデルによる解析結果を示す。図中の赤線、黒線、緑線はそれぞれ  $P_d/P_r = 0.7, 1.36, 2.67$  の条件を示している。実験結果より、静圧比が混合効率に与える影響は小さいことが分かる。また、計算値は実験値と定性的に一致しており、流入空気の静圧がロケット排気の静圧より大きいほど混合効率は大きくなっている。

## 5.3 セン断層成長率 $d\delta/dx$ の影響

図 5.6 にセン断層成長率を変化させた場合の実験結果とモデルによる解析結果を示す。図中の赤線、黒線、青線はそれぞれ  $d\delta/dx = 0.05, 0.033, 0.025$  の条件を示している。計算値と実験値は定性的にも定量的にも一致しており、セン断層成長率が大きくなるほど混合効率は大きくなっている。

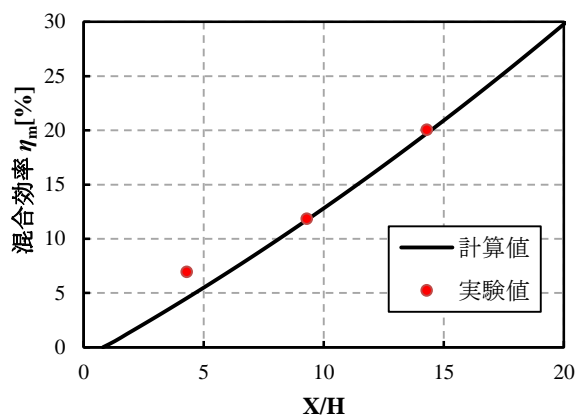


図 5.1 混合効率の流れ方向変化

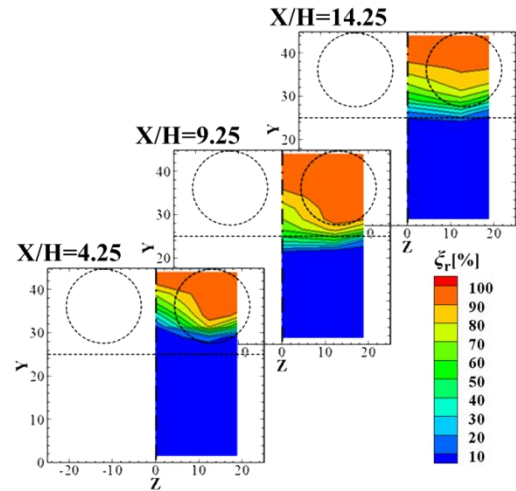


図 5.2 モル分率分布の流れ方向変化

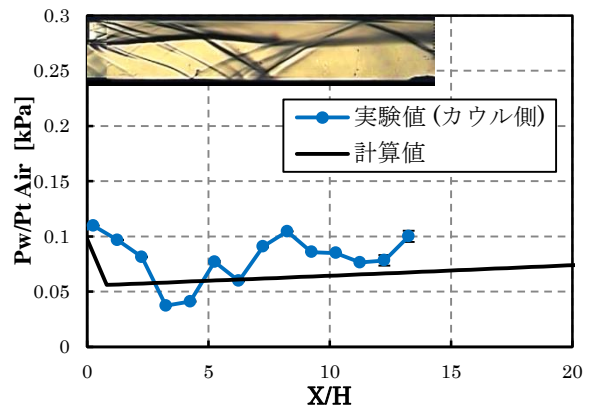


図 5.3 シュリーレン写真と静圧分布

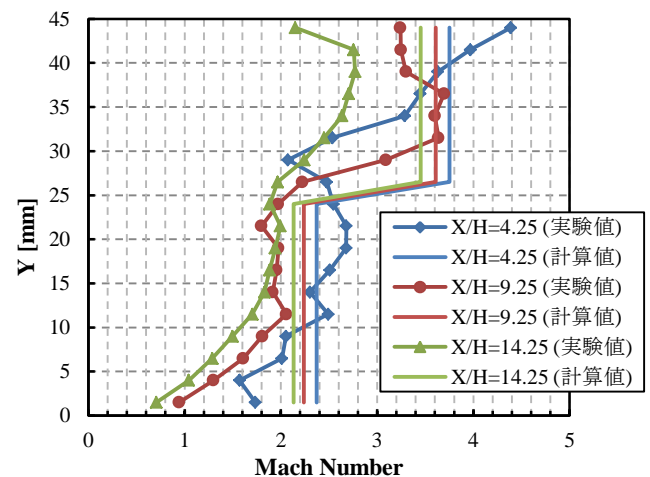


図 5.4  $Z=12.5\text{mm}$  のマッハ数分布と計算値



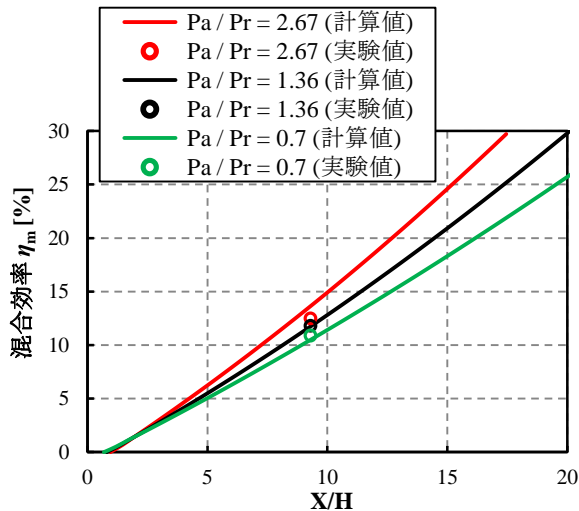


図 5.5 静圧比の影響

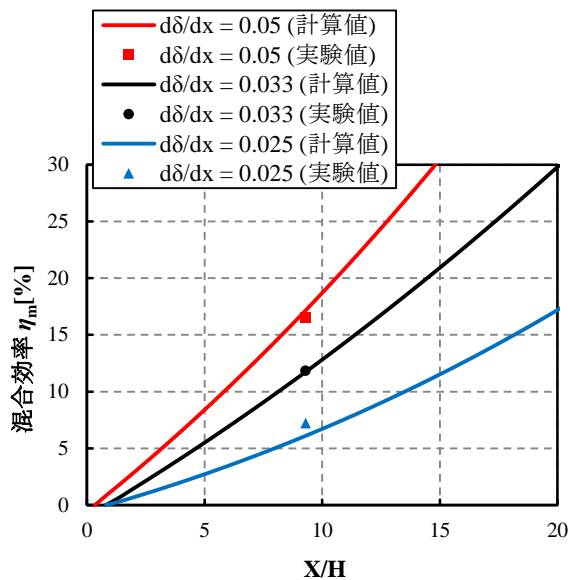


図 5.6 せん断層成長率の影響

## 6. 結論

スクラムジェットモード時の RBCC エンジン内の流れを模擬した混合評価試験を行い、2 流の状態量が混合効率に及ぼす影響を調査した。また、ロケット排気の混合効率の予測モデルを構築し、混合評価試験へ適用することでモデルの妥当性の検証を行った。以下に得られた知見を示す。

- A) 流れ方向に 3 断面のガスサンプリング計測を行ったところ、流入空気とロケット排気の混合効率は流れ方向に線形に変化した。
- B) 流入空気とロケット排気の  $X=0\text{ mm}$  における静圧比が混合効率に与える影響は小さい。

C)  $X=0\text{ mm}$  の流入空気とロケット排気の状態量より算出したせん断層成長率の値が混合効率に与える影響は大きく、せん断層成長率に比例して混合効率は増加した。

D) 本研究で提案した混合効率の予測モデルは、実験値を十分な精度で予測できた。

## 【参考文献】

- [1] Kanda, T. and Kudo, K. “Conceptual Study of a Combined-Cycle Engine for an Aerospace Plane,” Journal of Propulsion and Power, vol. 19, No. 5, 2003, pp.859-867.
- [2] 荻田丈士, 工藤賢司, “スペースプレーン用複合サイクルエンジンの概念検討”, JAXA Research and Development Report, 2004, 3, 03, 013, ISSN 1349-1113
- [3] 升谷五郎 “超音速燃焼 Ⅲ.燃焼性能と混合促進” 燃焼研究 連載講座 106 号: 9-25, 1996
- [4] Takeshi Kanda, Kouiti Tani, and Kenji Kudo, “Conceptual Study of Rocket-Ramjet Combined-Cycle Engine for An Aerospace Plane”, ISABE Paper ISABE-2005-1298, Sep, 2005
- [5] Sadatake Tomioka, Ryohei Kobayashi, Atsuo Murakami, Shuichi Ueda, Tomoyuki Komuro, and Katsuhiro Itoh ” Combustion Enhancement in Scramjet-Operation of a RBCC Engine”, 2011
- [6] Tomoyuki Komuro, Sadatake Tomioka, Shohei Takagi, Masahiro Takahashi, Shuichi Ueda and Katsuhiro Itoh, “Combustion Phenomena within a RBCC Engine under Scramjet-mode Operation”, Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan Vol. 12, No. ists29, pp. 71-77, 2014
- [7] Papamoshou, D., and Roshko A., “The Compressible Turbulent Shear Layer: An Experimental Study,” Journal of Fluid Mechanics, Vol. 197, Dec. 1988, pp.453-477.
- [8] Papamoschou, D., “Model for Entropy Production and Pressure Variation in Confined Turbulent Mixing,” AIAA Journal, Vol.31, No.9, 1993, pp.1643-1650.
- [9] P.E.Dimotakis, et al. High-Speed Flight Propulsion Systems, AIAA, volume 137, 1991, pp.265-340.
- [10] 松尾一泰, “圧縮性流体力学”, 理工学社. 2007, p.109.
- [11] E. R. Van Driest, “Turbulent boundary layer in compressible fluids,” Journal of Spacecraft and Rockets, Vol.40, No.6, 2003, pp. 1012-1028.