

CFDによるスクラムジェットエンジン抗力の見積もり

○ 三谷 徹 (航空宇宙技術研究所角田センター)

五十嵐 康隆 (KHI)

中橋 和博 (東北大学 工学部 航空宇宙工学科)

Estimation of Scramjet Engine Drag with CFD

Tohru Mitani (NAL-KRC), Yasutaka Igarashi (KHI), Kazuhiro Nakahashi (Tohoku Univ.)

Keywords : Scramjet, CFD, Drag

Abstract

Using an unstructured grid, we solved a unreactive, internal flow in a scramjet engine under the M4, M6 and M8 flight conditions. The drag coefficient of internal flow was calculated to be 0.114 which indicates that only one third of total drag measured by a wind tunnel testing was produced by internal flow. The pressure drag derived by the computation agreed within the deviation of 7% with that found in the experiments although the calculated frictional drag was higher than that found in experiment by about 25%. The pressure drag decreased as increasing Mach No. The frictional drag was not strongly affected by Mach No. Therefore the engine drag mainly consisted of frictional drag at M6 and M8 condition in the tested engine.

1. はじめに

将来の水平離着陸型スペースプレーンのためのエンジンとして、酸化剤に大気中の空気を利用する図1に示すような超音速燃焼型ラム(スクラム)ジェットが研究されている。この航技研・角田研究センターで試験しているエンジンは、後退角付きの2枚のくさび型側板により空気を圧縮する側板圧縮型で、その下流で水素を噴射・燃焼させて燃焼器部とノズルで燃焼流を膨張加速させ、推力を発生する。エンジン下面(カウル)の上流には開放部があり、圧縮された空気を流出(スピル)させることにより、エンジン始

動性改善を図っている。

スクラムジェットエンジンは、インレットで直接空気を圧縮するために圧力抗力が大きい。またインレットにおける空気のスピルや、保炎用ストラットやランプ類の装着も抗力を増大させる。実際に推進力に利用できる正味推力は、燃焼により発生する推力からエンジン抗力を差し引いた値であるため、エンジン抗力が飛行システム成立の可否を支配する。従ってエンジン開発にはその抗力を過不足なく見積もる技術を確認しなければならない¹⁾。

そこでCFDによる数値実験を風洞実験で校正し、そのコードにより実験を補完し、さらに実験では困難なより高いマッハ数でのエンジン抗力を推測したので報告する。

2. 計算手法

数値計算はエンジン内部を非構造格子を用いて分割しておこなった。非構造格子は生成される要素の節点やデータに規則性がない。このため今回はストラットなし形状のみであるが、ストラット付きの形状に対しても構造格子での計算のように計算領域を分ける必要がなく、分割化による

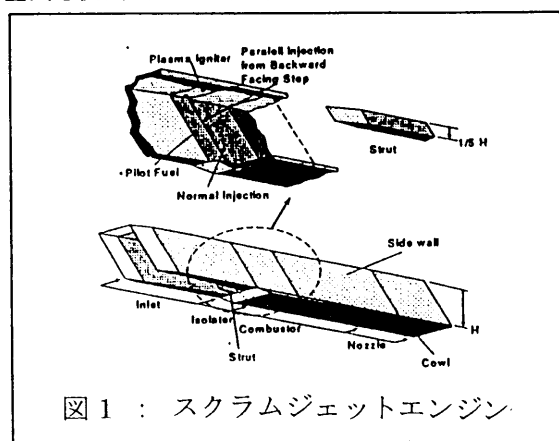


図1 : スクラムジェットエンジン

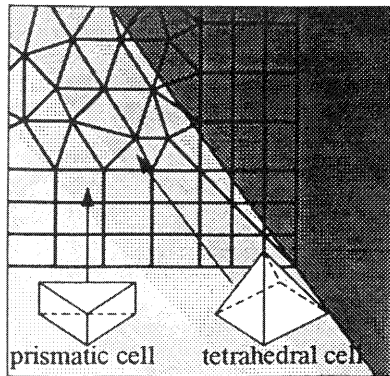


図 2 : 非構造格子

Flight condition

Flight Mach No.	-	4	6	8
Altitude	km	20	25	35
Flight dynamic pressure	kPa	62	64	26

Free stream condition of calculation

Inlet Mach No.	-	3.4	5.45	6.7
Total pressure	MPa	0.86	4.5	10
Static pressure	kPa	13	5.11	2.7
Total temperature	K	900	1500	2600
Static temperature	K	271	216	273
Velocity	m/s	1120	1610	2220
Reynolds No.	-	2.30E+07	1.89E+07	9.52E+06
Unit Reynolds No.	1/m	1.10E+07	9.01E+06	4.53E+06

表 1 : 計算条件

特異点などの問題も避ける事ができる。

基礎方程式としては 3 次元 Navier-Stokes 方程式を解く。離散化手法は、節点に物理量を定義する cell vertex 有限体積法²⁾、流束の計算には Roe タイプの HLLW 法を用いた。非構造格子上で風上差分を行う際の単調性を維持するための制限関数は Venkatakrishnan のものを使用した³⁾。時間積分には LU-SGS 法を、乱流モデルには Goldberg-Ramakrishnan 一次方程式モデル(G-R model)を用いた⁴⁾。G-R モデルは局所的に解かれ、格子線に沿っての走査を必要としないため非構造格子に適している。

計算条件はマッハ数 4 (インレット入り口のマッハ数 3.4 であることから以下では M3.4 と示す)、マッハ数 6 (M5.45)、マッハ数 8 (M6.7) の飛行条件を模擬して決定した。表 1 に各マッハ数での流入条件を示す。また、エンジンに流入する天板上の境界層は $1/7$ 乗則で近似し、その運動量厚さはインレット高さの $1/8$ とした。

図 2 に壁面近傍での格子の断面図を示す。計算格子は四面体格子とプリズム格子から成るハイブリッド格子である。物体近傍では粘性底層内に格子点を分布させるためプリズム格子を用い、その他の領域では四面体格子を用いる。壁

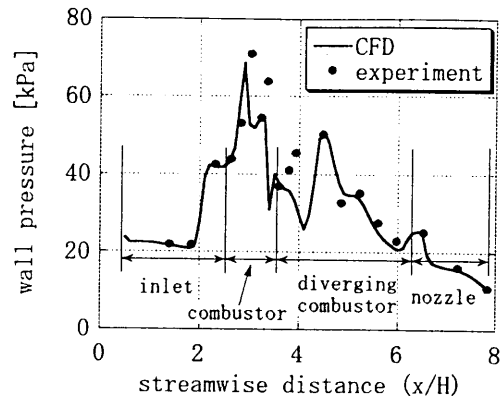


図 3 : 側壁中心線場での壁圧分布

面から第一格子点までの距離は $0.25\mu\text{m}$ で y^+ は M3.4 では約 0.9、M5.45、M6.7 ではそれぞれ約 0.6 と約 0.5 である。

3. 計算結果 (M3.4)

3.1 エンジン内部の壁圧分布

数値計算で得られた側壁中心線上の壁圧分布を風洞実験の結果と比較して図 3 に示す。x 軸はインレット高さで無次元化した流れ方向長さを示す。インレット入り口からノズル出口までの長さは 1.86m、インレット高さは 0.25m なので、エンジン長さは 7.4 になる。インレットは 45 度の後退角を持つので、 $x/H=0.5$ にインレット前縁が位置する。主流静圧は 13kPa であるが、インレット側壁からの衝撃波によってインレット先端部でも壁圧は約 20kPa となっている。図よりインレット先端から発生した衝撃波がエンジン中央で反射、 $x/H=2.2$ 付近で再び側板に入射することが分かる。2 回目の入射は $x/H=2.9$ 付近で、ここで側壁は平行になるため膨張波が発生し壁圧は一時的に下がっている。燃焼部には $x/H=3.4$ 付近に後ろ向きステップがあるため、膨張波が生じ圧力は急激に下がる。しかし、その後再付着による衝撃波が発生し圧力は 40kPa まで回復している。その下流の燃焼拡大部、ノズル部では衝撃波と膨張波が干渉しあいながら壁圧は減少する。 $x/H=4.4$ 付近の壁圧上昇はカウルからの衝撃波を捕らえたものである。

最も実験と計算の結果が異なるのは後ろ向きステップの下流、 $x/H=3.7$ から 4.5 付近である。計算結果ではこの部分で圧力が減少しているのに対して、実験では圧力は上昇している。しかし、その下流で数値計算結果と実験結果を比較すれば、数値計算と実験の結果は一致している。この燃焼器部でのみ波の位相がずれたような壁圧分布が得られた

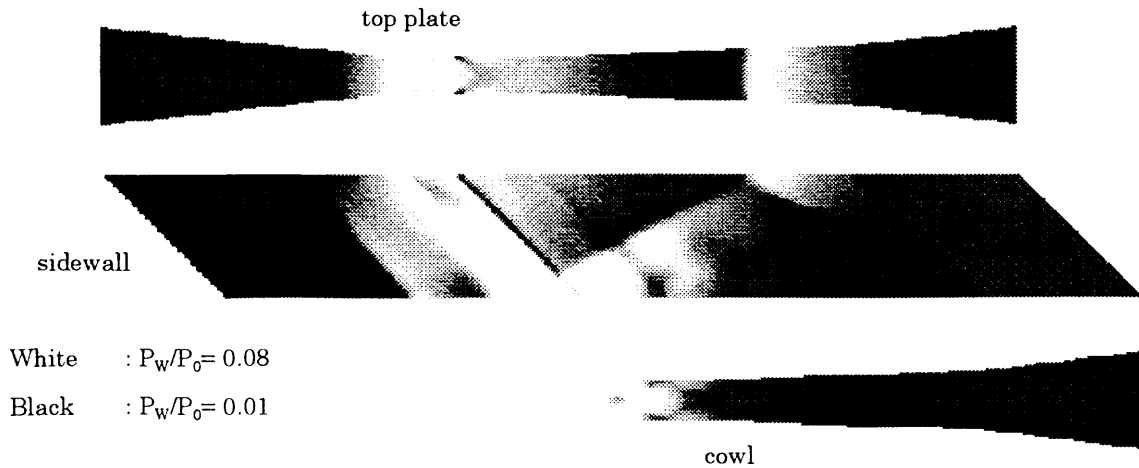


図 4 : エンジン内壁圧分布

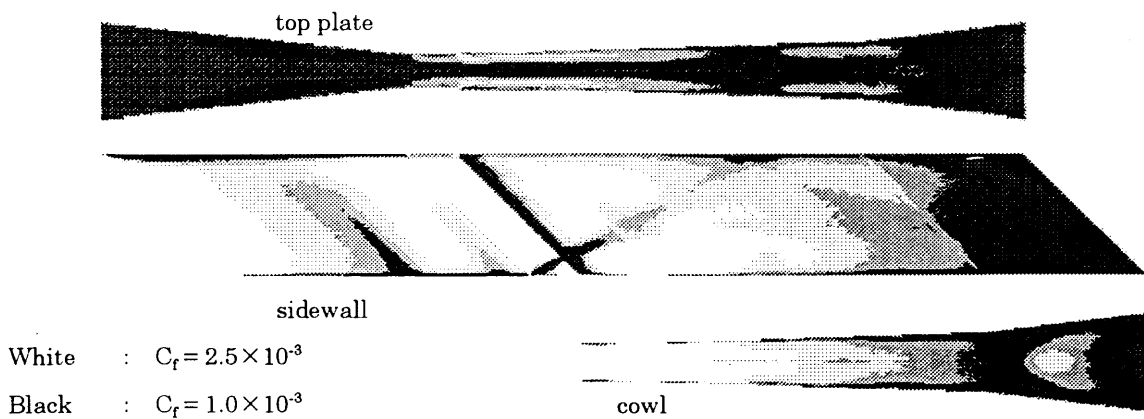


図 5 : エンジン内局所摩擦抵抗係数分布

原因は、後ろ向きステップにより流れが剥離し、流れの再循環領域が形成されたことにあると考える。エンジン全域において数値計算の壁圧は実験値と良く一致しており、数値計算の圧力抗力の見積りの信頼性が高いことがわかる。

図 4 にエンジン内部の壁圧のコンターを示す。インレット部において高圧部分が後退角と平行に走っているのはインレットウエッジからの衝撃波が入射するためである。また天板近くの側板壁圧が低下しているのは風洞からの厚い境界層を吸い込んでいることによる。天板上では、カウルからの衝撃波の入射する点と、インレットによって圧縮が行われた燃焼部の 2 つの圧力のピークが存在する。そして燃焼器の後ろ向きステップから膨張波が発生しているのが見える。しかし厚い境界層のためその壁圧分布はスパン方向にはほぼ一様で、波構造は見えない。一方流入境界層がないカウル部の壁圧分布を見ると、ステップ部後方から生じた離脱衝撃波と膨張波が反射をしていることがわかる。

3.2 壁面摩擦抗力分布

次にエンジン内部での摩擦抗力の発生の様子を調べるた

めに、エンジン内壁の局所摩擦抵抗係数 (C_f) の分布を図 5 に示す。側板上ではインレットエッジ付近で境界層が薄く比較的大きな C_f を示している。それ以外の部分では C_f は 1.5×10^{-3} から 3.0×10^{-3} の間に分布した。天板では、エンジン高さの $1/8$ の境界層を吸い込むために C_f は小さく、前縁部では 8.0×10^{-4} 程度であった。図では天板と側板インレットの間に形成されるコーナー流れにより角部に比較的摩擦の大きな領域が観察される。また天板中心軸上の低摩擦領域の幅は下流に向かって小さくなっていく。しかしそれを除くと、天板では C_f のスパン方向の分布は小さかった。

3.3 熱流束分布

圧力抗力は計算結果を風洞実験の壁圧と比較する事でその妥当性を確認できるが、 C_f は実験での測定が困難である。そこで、同じ輸送係数である熱流束を実験と比較する事で CFD の摩擦抗力の見積りの精度を調べた。

図 6 にエンジン側板中心線上の熱流束計算値と実験での熱流束測定値を示す。実験値は無冷却エンジンの内部壁面の 1mm 深さに埋め込んだ熱電対の温度の時間変化から算出

COMPONENTS	EXPERIMENT			CFD			DEVIATION(%)		
	Cdp	Cdf	total	Cdp	Cdf	total	Cdp	Cdf	total
inner flow									
inlet	0.193	0.015	0.208	0.185	0.018	0.203	4.3%	17.0%	2.6%
combustor	-0.009	0.007	-0.002	-0.009	0.007	-0.002	0.4%	6.0%	26.5%
div. and nozzle	-0.126	0.018	-0.108	-0.118	0.023	-0.094	6.9%	26.2%	13.7%
cowl		0.006	0.006		0.007	0.007		13.4%	13.4%
total(inner flow)	0.058	0.046	0.104	0.058	0.056	0.114	0.5%	18.7%	9.0%
outer flow									
outer side wall	0.032	0.029	0.061						
cowl	0.011	0.011	0.022						
total(outer flow)	0.043	0.040	0.083						
TOTAL	0.101	0.086	0.187						

表 2 : エンジン各部で発生する抗力の比較

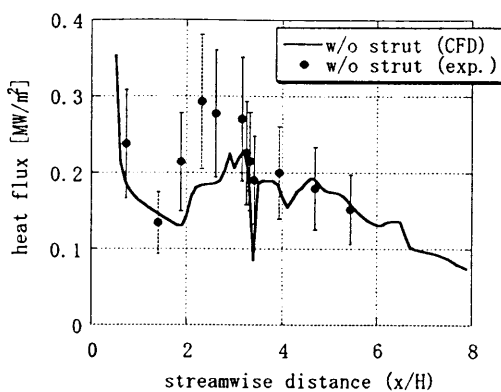


図 6 : 側壁中心線場の熱流束分布

している。その際エンジン壁を半無限厚肉と仮定しているため、実験値には±30%程度の誤差を含む。測定値はインレット部で0.23 MW/m²から0.15 MW/m²まで低下した後、分離部で最高0.3 MW/m²まで上昇し、その下流では単調に減少している。数値計算と実験値を比較すると、燃焼部での差異を除き両者はほぼ一致している。燃焼器前部において数値計算の熱流束が小さいのは、この部分で摩擦抗力が大きくなり局所的に壁面の第一格子点のy+が1以上になり、格子依存性が生じたためであると考えられる。しかし、他の部分では数値計算の熱流束は実験での計測をほぼ再現した。

このことから数値計算で得られた熱流束、摩擦抗力の見積もりは十分な精度を持つと考える。表 2 において摩擦抗力が実験と 20%程度の誤差を示しているが、この理由のひとつとしては、数値計算と実験の壁面条件の違いが挙げられる。数値計算は 300K の等温壁で計算しているが、風洞実験では空力加熱によりエンジン模型が暖められるため壁面条件は断熱壁に近くなる。等温壁の壁面条件は断熱壁に比べて壁面付近の空気を冷却することになるので、境界層内の空気の密度が高くなり摩擦抗力は増加する。

4. 考察

4.1 抗力模型実験による較正

エンジン全体形状について、圧力および摩擦抗力係数として計算した風洞実験結果⁵⁾と数値計算結果の比較を表 2 に示す。表の第 2 列から第 4 列は風洞実験による壁圧測定結果、第 5 列から第 7 列は数値計算結果である。第 8 列から第 10 列には計算結果の実験値からのずれをまとめた。数値計算と実験値のずれは両者の差を平均値で割ることによって求めた。エンジンの外部表面が作る抗力は一様流を仮定して計算され第 8 行から第 11 行にまとめられている。

壁圧測定結果においてエンジンのインレット部で発生する圧力抗力は 0.193 で、数値計算結果の 0.185 とのずれは 4.3%であった。インレットで圧縮された流れは燃焼器内、燃焼拡大部・ノズル部で膨張し、それぞれ抗力係数 0.09 と 0.126 に相当する推力を発生しており、結果として内部流が作る圧力抗力係数は 0.058 となった。数値計算の圧力抗力係数も 0.058 と実験と一致したが、これは各部の抗力、推力を実験値より低く見積もっており、その誤差が打ち消し合っているためである。しかし、各部の誤差も最大で 6.9%であり、数値計算による圧力抗力予測の精度は高い。

風洞実験からの摩擦抗力の見積もりは、「今回用いたエンジン模型にはストラットがなく、圧縮比が低いので」総圧損失を無視して壁圧から計算した。数値計算の摩擦抗力係数はインレット部で 0.018、燃焼器部で 0.007、燃焼拡大部・ノズル部で 0.023、カウル部では 0.007 となった。数値計算での見積もりは実験よりやや大きく、再循環領域のある燃焼器部では 26.2%のずれが生じた。その他の部分でも 10%程度のずれが生じている。各部分に働く摩擦力は圧力抗力に比べて小さいが、摩擦力はすべて抗力側に働くためエンジン内部に働く摩擦抗力係数の総和は 0.056 となった。

第 10 列の全体抗力における一致度を見る。燃焼器部でのずれが大きい原因は、そこで一致度が低い摩擦抗力のみが働いたためである。しかし燃焼器部の抗力は小さく、全体に及ぼす影響は少ない。結果として内部流に関しては数値計算結果 0.114 に対して実験値は 0.104 と両者の誤差は 9.0% となった。各部分で比較すると圧力抗力で最大 7.3%、摩擦抗力で最大 26.7%の誤差が生じている。M3.4 条件ではエンジン抗力に占める圧力抗力と摩擦抗力の割合はほぼ等しいので、誤差が打ち消しあわなければ全体抗力で最大 20%程度のずれが生じることになる。

M3.4 ではエンジン単体の内部抗力は 0.104、外部抗力は 0.083 となった。一方、抗力測定実験での抗力係数は 0.28 であったので、即ち支持架台に載せたエンジンのフリージェットで測定される抗力の 1/3 は支持部から、1/3 がエンジン外面で、そして残りの 1/3 が内部流で発生している。エンジン外部側板抗力はエンジンを数個並べた場合には最外側のエンジンでのみ発生し、また天板抗力は機体抗力に分類される。従って、風洞試験でエンジン単体の抗力を測定する場合、エンジン抗力を過大評価しがちである。

4.2 マッハ数の影響

次にエンジン抗力がマッハ数の変化によりどのように変化するかを調べるために、同じ形状のエンジンで空気の流入条件を M5.45、M6.7 に変えて計算を行った。数値計算から得られた各部分で発生する抗力を圧力抗力係数、摩擦抗力係数として表 3 に示す。抗力係数は各マッハ数での主流の静圧で無次元化されている。

4.2.1 圧力抗力のマッハ数依存性

表 3 のエンジン内部の圧力抗力を比較すると、M3.4 の圧力抗力係数は 0.058 であったが、M5.45 ではその 29.5%の 0.017、M6.7 では 9.9%の 0.006 にまで減少している。この

原因としては以下の 2 つのことが考えられる。

第一にマッハ数の増加につれて動圧と静圧の比が大きくなるということである。静圧と動圧の比は $\gamma M^2/2$ で表わされ M3.4 のときは 8.09 であるが、M5.45 では 20.8、M6.7 では 31.4 となる。圧力抗力係数は動圧で無次元化されるので、静圧と動圧の比が大きくなると圧力抗力係数は小さくなる。

第 2 の理由としては、斜め衝撃波の角度が小さくなることがあげられる。斜め衝撃波の角度は高マッハ数ほど小さくなるため、インレットウェッジからの衝撃波の入射位置はマッハ数が大きくなるほど下流側に位置し、エンジン内の高圧部分が全体的に後ろにずれる。表 3 の M3.4 と M5.45 の圧力抗力係数を比較すると、インレットでの抗力は抗力係数で 0.185 から 0.080 まで 57%減少するが、ノズル部での推力は -0.057 から -0.029 で減少率は 49%である。このためエンジン全体で見ると圧力抗力は減少することになる。

4.2.2 摩擦抗力のマッハ数依存性

一般的に摩擦抗力はマッハ数が大きくなるほど小さくなる。平板の C_f は Frankl-Voishel の相関式で計算できる⁹⁾。

$$C_f = \frac{0.455 \cdot \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-0.457}}{(\log Re_l)^{2.58}} \quad (3.1)$$

この式から、単位長さ当たりの Re 数が M3.4 の主流と同じ 1.10×10^7 であるとき、平板上の平均摩擦抵抗係数を計算すると、M5.45 では平板の摩擦抗力は M3.4 のときの 71%に、M6.7 では 60%に減少する。しかし、スクラムジェットエンジンの場合はマッハ数に応じて飛行高度（実験条件）が制約されてしまうため、マッハ数の上昇は Re 数の減少につながり、摩擦抗力を増加させる。

図 7 に側壁の中心線上の C_f の分布を示す。マッハ数 3.4 の C_f とマッハ数 5.45 の C_f はほぼ同様の分布を示し、M6.7 は全域においてその約 1.4 倍から 2 倍程度大きい値を示し

Drag coefficient

	pressure drag coefficient			frictional drag coefficient			drag coefficient		
	M3.4	M5.45	M6.7	M3.4	M5.45	M6.7	M3.4	M5.45	M6.7
inlet	0.185	0.080	0.057	0.018	0.018	0.023	0.203	0.099	0.080
comb.	-0.009	-0.002	-0.002	0.007	0.008	0.012	-0.002	0.006	0.010
div.	-0.060	-0.032	-0.027	0.017	0.018	0.023	-0.043	-0.014	-0.003
noz	-0.057	-0.029	-0.022	0.006	0.006	0.006	-0.051	-0.023	-0.017
top				0.007	0.007	0.009	0.007	0.007	0.009
cowl				0.007	0.007	0.011	0.007	0.007	0.011
sum	0.058	0.017	0.006	0.062	0.065	0.084	0.121	0.082	0.090

表 3 : エンジン抗力へのマッハ数の影響

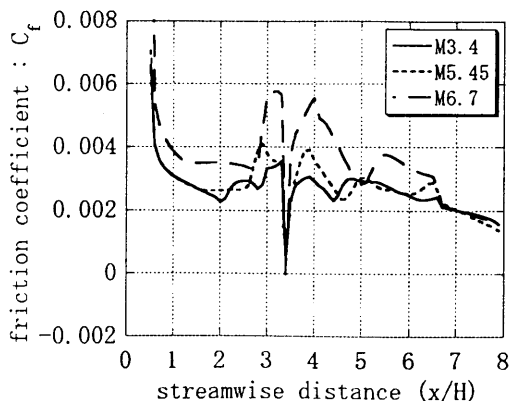


図 7 : 側壁中心線上の摩擦抵抗係数分布

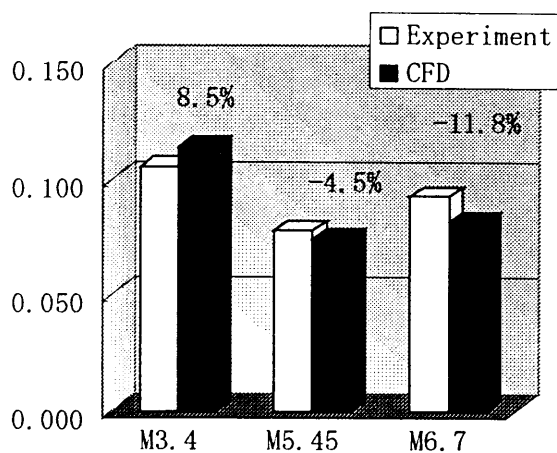


図 8 : 風洞実験で得られた抗力との比較

ている。エンジン入り口でのインレット側壁付近でのマッハ数、静圧、温度を斜め衝撃波の関係式から計算し、上式を用いれば同じ主流条件のときの平板の C_f を求めることができる。エンジン全長と同じ長さを持つ平板の平均 C_f は M3.4 で 1.53×10^{-3} ($Re/m=2.88 \times 10^7 [1/m]$)、M5.45 は 1.54×10^{-3} ($Re/m=2.71 \times 10^7 [1/m]$)、M6.7 は 1.70×10^{-3} ($Re/m=1.46 \times 10^7$) となり、数値計算結果は理論値と同様の傾向を持つ。

表 3 より、エンジン内部形状が一定の場合、マッハ数が大きくなると圧力抗力は大幅に減少し、摩擦抗力はやや増加した。このためマッハ数が大きくなるにつれて全体抗力に占める摩擦抗力の割合は大きくなっていく。M3.4 では圧力抗力と摩擦抗力の割合はほぼ等しいが、M5.45 では摩擦抗力は圧力抗力の約 4 倍になっており、摩擦抗力の方が支配的である。さらに M6.7 ではこの傾向が強くなり、摩擦抗力の方が圧力抗力より 10 倍以上大きくなる。圧力抗力に比べて摩擦抗力は Re 数、壁温などの実験条件に影響を受けやすいので高マッハ数での抗力の測定には注意が必要である。

最後に数値計算と風洞実験から算出したエンジン内部抗

力の比較を図 8 に示す。数値実験と抗力測定試験の結果は良い一致を示している。抗力係数を比較すると M3.4 では数値計算の方が実験値より 8.5%高いが、M5.45、M6.7 では数値実験の方がそれぞれ 4.5%、11.8%低くなっている。全体抗力に占める摩擦抗力の割合の大きい高マッハ数で実験値と数値計算のずれが大きくなっている。

5. まとめ

- (1) M3.4 条件における数値計算と実験の比較では、圧力抗力は約 7%で一致したが、摩擦抗力は CFD が最大で 25% 程度過大な値を予測した。
- (2) 風洞試験により計測される総抗力の内約 1/3 はエンジン支持部抗力、約 1/3 がエンジン外部抗力、約 1/3 がエンジンの内部抗力である。
- (3) エンジンの内部形状が一定の場合、圧力抗力係数はマッハ数の上昇とともに減少するが、摩擦抗力係数は大きく変化しなかった。その結果、全体抗力に占める摩擦抗力の割合はマッハ数が高い方が大きくなる。
- (4) 数値計算で得られたエンジン抗力は、風洞実験と M3.4 で 8%、ストラットなしの M6.7 条件で 12%以内で一致した。

文献

1. Volland, R. T., AIAA 90-2340, Orland, July 16-18, 1990.
2. Sharov, D. S. and Nakahashi, K. AIAA Paper 96-2000, 1996
3. Venkatakrishnan, V., AIAA Paper 93-0880, 1993
4. Goldberg, U. C. and Ramakrishnan, S. V., Int. Journal of Computational Fluid Dynamics, Vol. 1, 1993, pp.321-328
5. 泉川 宗男ほか, 平成 9 年度ラムスクラムシンポ. (1998).
6. Schlichting, H., Boundary Layer Theory, 6th Ed., pp.603 and pp.676, 1968