

数値計算による複合エンジンの静止大気中における吸い込み性能予測

Numerical Prediction of RBCC Engine Pumping Performance Under Sea Level Static

総合技術研究本部 複合推進研究グループ

○ 河内俊憲, 菊田丈士, 富岡定毅

Combined Propulsion Research Group, Institute of Space Technology and Aeronautics

○ Toshinori Kouchi, Takeshi Kanda and Sadatake Tomioka

Abstract: Numerical simulations were conducted to predict the ejector pumping performance of our rocket-ramjet combined-cycle engine under a take-off condition, which will be tested in the Ramjet Engine Test Facility at FY 18. Our code was verified by comparing the numerical pumping performance with the measured one in the rectangular ejector with constant-area mixing duct. The numerical simulations in the combined-cycle engine revealed that when the engine was driven by cold N_2 gas, the suction airflow was choked at the exit of the engine throat at the rocket chamber pressure of 3 MPa. Above the pressure of 3 MPa, the suction airflow rate was decreased because the aerodynamic choking was induced by the underexpanded rocket plume. When the ejector-driving gas was changed from cold N_2 gas to hot combustion gas, the suction performance decreased remarkably. The numerical Mach contour distributions at the combustion gas injection showed that the rocket plume was remarkably converged in the constant-area mixing duct, as a comparison of the result at the N_2 gas injection. The reason why the pumping performance decreased when the ejector was driven by the combustion gas was explained by the analysis of the ejector with constant area duct including heat and mole transfers. Our analysis of the ejector revealed that the heat transfer from hot rocket plume with supersonic speed to cold airflow with subsonic speed induced the expansion of the airflow and the pressure rise. This pressure rise was the reason why the pumping performance decreased when the ejector was driven by the combustion gas.

1. はじめに

次世代の宇宙往還機用エンジンとして、空気吸い込みエンジンであるラム/スクラムジェット流路内に、ロケット燃焼器を組み込んだ、ロケット-ラムジェット複合エンジンが有望視されている[1]。このエンジンは飛行マッハ数に合わせて、作動モードをエジェクタ・ジェット、ラムジェット、スクラムジェット、ロケットモードと変化させ、静止状態から大気圏外までの加速を、単一のエンジンによりロケットよりも高い比推力で行うことが出来ると期待されている。現在JAXA・角田センターでは、このエンジンの研究・開発に向けて、各作動モードにおけるエンジン試験が計画されており、今年中には静止状態(エジェクタ・ジェットモード)における、エンジン燃焼試験が行われる。

エジェクタ・ジェットモードでは、エンジンはロケット排気により周囲空気を強制的にエンジン内に引きずり込み(エジェクタ効果)、ロケット下流の二次燃焼器で二次燃焼を行い、推力の増強を図る。従って、この作動モードでは、エジェクタ効果による空気吸い込み流量が、推力性能を決める重要パラメータとなる。特に複合エンジンがエジェクタモードで作動する場合、インレットと二次燃焼器が縁切り状態となるような、つまり吸い込んだ空気が二次燃焼器上流のどこかでチョークするような(これを本稿ではエジェクタ始動と呼ぶ)、流路形状がエンジンとして好ましいと考えられている。

エジェクタ始動が達成されていない場合、ロケット下流での二次燃焼を行うと、燃焼に伴う圧力上昇が、エジェクタの空気吸い込み性能を低下させる恐れがある。その結果、吸い込み性能が低下する前の空気流量に対して調整されていた二次燃料流量では燃料過濃状態となり、エンジン外に大量の未燃水素が放出される恐れがある。これはエンジン試験では、非常に危険な状態に当たり、これらを事前に予測する必要がある。

エジェクタ・ジェットにおける吸い込み性能や始動特性は、これまで実験的に調べられてきた。しかしながら、エジェクタ駆動ガスとして実際の燃焼ガスを噴射した実験[2]は少なく、主にロケット模擬ガスとして常温の N_2 を使用した、コールドフロー試験[3-6]が多い。コールドフロー試験では、実際の燃焼ガスとは、分子量や総温が異なるため、ロケット総圧を合わせても、噴射ガスの持つ流量や運動量は大きく異なる。河内ら[7]の報告によれば、ロケットガスの分子量が小さくなると、ロケット総圧が同じでも吸い込み流量が減少し、エジェクタの始動性が悪化することが分かっている。従ってコールドフロー試験の結果をそのまま適用し、エンジン試験に臨むのは少々危険である。そこで本研究では、エンジン試験に先駆けて数値計算を行い、供試エンジンの吸い込み性能が、実際の燃焼ガスを噴射した場合、常温の N_2 を噴射した場合に比べて、どの程度低下しうるかを予測したので報告する。

2. 供試体および計算方法

2.1 エジェクタ・ジェットエンジン 図1に複合エンジン概要図を示す。供試エンジンは図に示されるように、2枚の側板、カウル、および天板からなる全長 $L=3.0m$ の矩形断面・機体組み込み型エンジンである。ロケット複合エンジンでは、ロケット燃焼器をエンジン内に組み込むために、ストラットあるいはランプなどの大きなベース部を必要とする。供試エンジンでは図に示されるように、天板に大きなランプを設け、その中に GH_2/GO_2 ロケット燃焼器が二基組み込まれている。

ロケット燃焼器は図中右に示されるように、スロート径26mmのコンカルノズルで、開口比は7.25である。ロケットの作動条件は、飛行モードに合わせて変化させられ、燃焼圧 P_c は0.5 MPa から3MPa、混合比 O/F は0.5から7までをカバーする[8]。エジェクタ・ジェットモードでは、 $P_c=3.0MPa$ 、 $O/F=7.0$ となる予定である。このとき、ロケット燃焼器内の温度 T_c 、および出口マッハ数 M_e は一次元平衡計算[11]により、それぞれ $T_c=3387K$ 、 $M_e=2.86$ と見積もられる。また推力係数 C_F は1.573

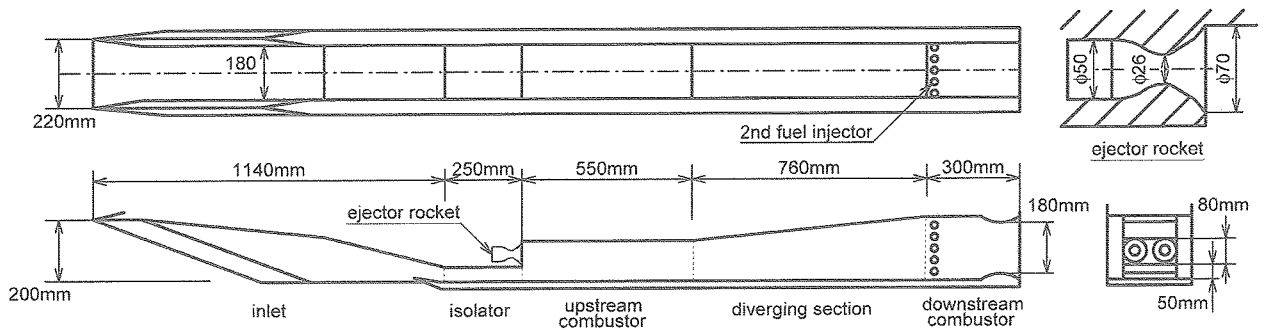


Fig. 1 Schematic of rocket-ramjet combined cycle engine to be tested in the RJTF.

である。

このエンジンは大きく分けてインレット部、分離部、上流燃焼器部、拡大部および下流燃焼器部の5つの部分からなる。インレットは前縁に半頂角7度の鋭いエッジを有する。これによる形状収縮比は1.22と小さく、主に天板側のランプにより、流路は狭められる。ランプベース下流には、長さ550mmの一定断面平行部が存在し、ロケット排気と吸い込んだ空気流の混合が促進され、吸い込み性能の向上が図られている。ロケット燃焼器は先にも述べたように、燃料過濃状態で作動される。従って、この平行部でロケット噴流内の未燃水素と吸い込んだ空気流が混合・燃焼する。そのため、この平行部は上流燃焼器と呼ばれる。

この上流燃焼器とインレットとの間には、燃焼による圧力上昇の上流への遡りに伴う、インレット不始動を抑制するために、分離部と呼ばれる定断面積部が設けてある。上流燃焼器の下流には、長さ760mm・拡大角 5.26° の拡大部、その下流に再度平行部が続いている。拡大部は、エジェクタ・ジェット/ラムジェットモード時には亜音速ディフューザーとして働き、平行部入口に設けられた燃料噴射孔から、二次燃料として水素が噴射される。そのためこの下流平行部は下流燃焼器と呼ばれる。なおスクラムジェットモードでは、燃料の二次噴射は拡大部上流で行われ、拡大部はノズルとして機能する。実際のエンジンでは、二次燃料の燃焼による発熱や質量付加により、下流燃焼器がストレートでもチョークが達成されると考えられるが、そのためには多量の二次燃料を噴射しなくてはならない。エンジン試験では安全を考え、より少量の二次燃料でもチョークが達成されるよう、下流燃焼器出口にスロートが設けられる予定で、スロート高さ20/40/60mmが選択可能である。本稿ではスロート高さを20mmとして計算を行った。

2.2 計算方法 計算には、東北大学の中橋研究室で開発された TAS code を JAXA の小寺[9]が反応流に拡張したものを使用した。TAS code では空間の離散化に、物理量を節点に定義する cell vertex 有限体積法が用いられ、セル境界面での値を、節点の物理量とそこでの各値の勾配により、線形外挿することで、解の高次精度化が図られている。流束の計算には AUSMDV を、時間積分には非構造格子に対応できるように改良された LU-SGS 陰解法を使用した。なお、解の単調性を維持するための制限関数には、Venkatakrishnan の制限関数を用いた。

化学種は H_2 , O_2 , H_2O , H , HO_2 , OH , O , H_2O_2 , N_2 の 9 種を取り扱い、化学反応には Stahl と Warnatz の 9 化学種 17 素反応を考慮した水素-酸素反応を使用した。乱流の速度変動で生じるレイノルズ応力は、渦粘性 ν_T を用いてモデル化され、本稿では Goldberg-Ramakrishnan 一方程式モデルを用いて求めている。乱流による熱や物質の輸送量は、乱流輸送機構の類似性から、特別な方程式を解くことなしに ν_T を用いて、乱流プラントル数 Pr_T と乱流シュミット数 Sc_T を $Pr_T = 0.9$, $Sc_T = 1.0$ と仮定し、渦熱拡散係数と渦拡散係数を見積もることで求めている。計算方法について、詳しくは文献[9]を参照されたい。

2.3 計算格子と境界条件 図2に本稿で計算に用いた格子を示す。計算には、ハイブリッド非構造格子[10]を用いた。本稿では、静止状態における大気吸い込みを模擬するために、図2に示すように、外部境界として半球の格子を形成し、エンジン内部流のみならず外部流に関しても計算を行った。図中左に示されるのが、複合エンジンの表面格子である。静止大気吸い込み時には、供試インレットは大気を吸い込むためのガイドでしかない。そこで本計算ではインレットを省略し、図に示されるようなベルマウスを代わりに装着することで、格子点数の増加を押さえ、計算負荷の低減を図った。エンジン内部の格子間隔は5mm、壁面から垂直方向の最小格子幅は $10\mu m$ とした。外部格子まで含めた全格子点数は94万点である。本稿では、静止状態における大気吸い込みを模擬するため、半球の外部境界面上で、大気圧 $P_a = 0.101MPa$ 、大気温度 $T_a = 300K$ が一定となるようにした。ロケット燃焼器の流入条件は、燃焼圧とO/Fを入力値とした一次元平衡計算[11]の結果を、ノズルスロートに与えた。

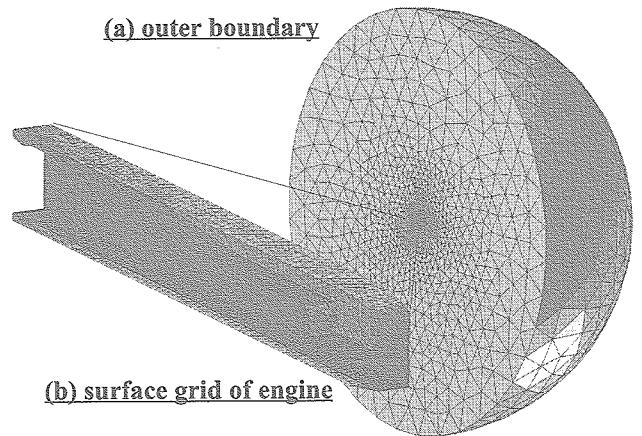


Fig. 2 Half sphere type of outer boundary and surface grid for ejector-jet simulation.

2.4 計算コードの検証 TAS code は圧縮性流れを対象とした時間進展型の計算コードである。そのため静止大気

中におけるエンジンの解析を、このコードで行う場合解のStiffnessが生じ、吸い込み性能等の性能が正しく予測出来ない恐れがある。これまでにこのコードを用いて、エジェクタ効果による吸い込み性能を予測した例はなく、エンジン計算を行う前に、計算コードの検証が必要不可欠である。本来なら、燃焼まで含めた実際のエンジン試験データと計算結果を比較し、解の妥当性を検証することが好ましいが、本稿は実験に先駆けたCFD解析であり、実験データが存在しない。そこでここでは、河内ら[7]が行った、静止大気中におけるエジェクタ・ジェットのコールドフロー試験の対応計算を行い、計算結果と実験データを比較し、解の妥当性を検討した。

図3に河内ら[7]が使用したエジェクタ・ジェットの概要を示す。入口は15mm×12mmの矩形断面となっており、天板に取り付けられた、15°の収縮ランプにより流路は入口断面積の1/4に狭められている。ランプ下流には長さ43.5mmの定断面積部(分離部)が設けられており、そのベース部に二基のロケットが埋め込まれている。ロケットはスロート径3mmで、開口比2.25のコニカルノズルが付いている。ロケット部下流は、15mm×12mmの矩形断面のダクト(混合ダクト)になっており、ダクト長はL/D=21.17である。計算に用いた格子は、図2と同様に外部境界として半球の格子を用い、外部境界条件として、 $P_a=0.101\text{MPa}$ 、 $T_a=300\text{K}$ を与えた。

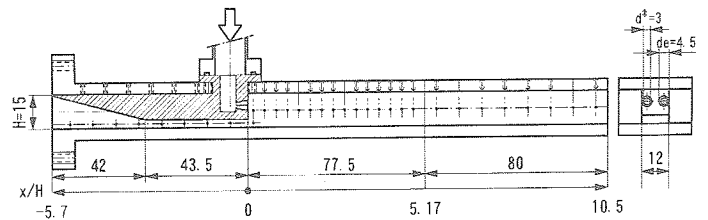


Fig. 3 Rectangular ejector-jet mode for cold flow experiments.

図4にエジェクタ駆動ガスとして N_2 を噴射し、ロケット総圧を変化させた場合に得られた壁圧分布、およびCFDとの比較を示す。各シンボルが実験データを、ラインが計算により得られた壁圧を示す。図の横軸はロケットベースからの距離をダクト高さで無次元化した値で、縦軸は壁圧を大気圧で無次元化した値である。実験データを見ると、分離部内の壁圧はエジェクタ駆動ガスの噴射に伴い低下し、 $P_c=0.75\text{MPa}$ 以上でロケット部上流の圧力は変化しなくなり、吸い込んだ空気流がチョークしていることが分かる。 $P_c=0.75\text{MPa}$ では分離部内で一旦低下した圧力は、混合ダクト内で緩やかに大気圧まで回復している。さらにロケット総圧を $P_c=1.5, 2\text{MPa}$ と増加すると、圧力回復が始まる位置が $x/H=4, 15$ と下流に移動し、 $P_c=3\text{MPa}$ では出口でも圧力が大気圧まで回復することなく、混合ダクト内全域が超音速流となっている。

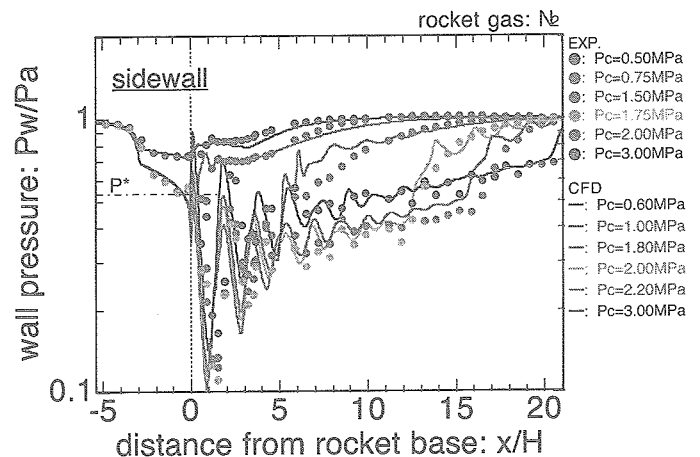


Fig. 4 Comparison of measured wall pressure distributions and numerical simulations.

実線で示される計算結果は、実験で観測された壁圧分布の変化を良く再現している。しかしながら、図からも分かるように、計算で実験と一致する壁圧分布を得るには、ロケット入口の境界条件として、実験より20%程度高いロケット総圧を与えなければならなかった。エジェクタ・ジェットの混合ダクト内の様子は、ロケット噴流と吸い込んだ空気流の混合の度合いに大きく依存する。計算における混合仮定は乱流モデルに依存しており、乱流モデルによる混合の過小評価が、計算においてロケット総圧を高くしなければならなかった理由であると考えられる。

図5にロケット総圧を増加した際の吸い込み流量の変化、およびCFDとの比較を示す。横軸はロケット総圧を大気圧で無次元化した値で、縦軸は吸い込み流量を、模型スロートの境界層を無視し、そこで吸い込んだ空気がチョークしたと仮定した求めた理論チョーク流量($m_{s,CHK}=10.6\text{g/s}$)で無次元化した値である。×印が実験値、●印が計算結果を示している。

河内らの実験データ[7]では、ロケット総圧 $P_c/P_a \sim 7$ で吸い込み流量がチョーク流量 $m_s/m_{s,CHK} \sim 1$ に達している。他方計算では、ロケット総圧 $P_c/P_a > 10$ で吸い込み流量は一定となるが、その値は $m_s/m_{s,CHK} \sim 0.89$ と理論チョーク流量より10%程度低い。これは、実験において吸い込み流量を計算する際、分離部内に発達する境界層を考慮してないことに起因する。実際のエンジンでは、エジェクタ効果により生じた空気の流れに伴い、分離部内に境界層が発達する。数値計算では、この境界層も考慮されるため、境界層を考慮しない理論チョーク流量よりも小さな値で一定となった。

そこで実験値に縮流係数として0.89をかけ、なおかつ前述のロケット総圧のズレを考慮し、データを20%右にシフトした(図5の+印)。図からも分かるように、補正後のデータと数値計算は一致している。流れ場の詳細を調べると、エンジン外部流れに関しては解のStiffnessから、境界層の発達が遅れていたが、内部流に関しては、インレットを含めた内部流の大半が $M > 0.3$ となっていた。外部流まで含めたより正確な予測には、擬似音速を導入した前処理法[12]等が必要であると考えられるが、内部流に関しては現コードでも十分予測可能である。

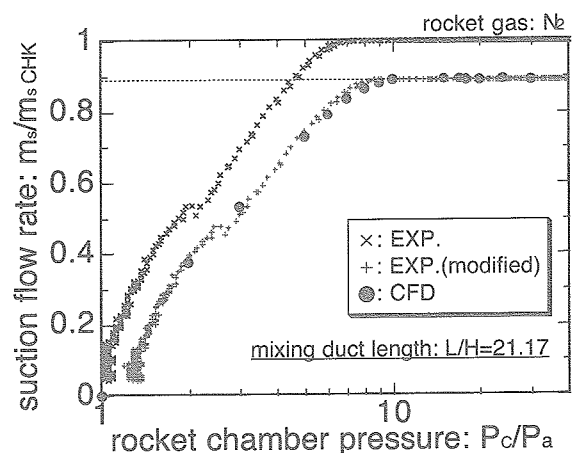


Fig. 5 Comparison of measured suction flow rate and numerical one.

3. エンジン試験の予測

3.1 コールドフロー計算 まずエジェクタ駆動ガスとして常温のN₂を噴射したエンジン計算を行った。図6にロケット総圧を増加したときの、壁圧分布の変化を示す。横軸はロケットベース面からの距離で、縦軸は壁圧を大気圧で無次元化した値である。図には、空気流のチョーク臨界圧($P^*/P_a=0.528$)も併せて示してある。

ロケット総圧 $P_c=1\text{MPa}$ の場合、壁圧は分離部内で $P_w/P_a\sim 0.8$ 程度まで低下するが、チョーク臨界圧までは遠く達しておらず、空気流はチョークしていない。この場合流れはエンジン下流で全域亜音速となっており、上流燃焼器、および拡大部から出口スロートにかけて大きな離泡が存在している。ロケット総圧を $P_c=2\text{MPa}$ に増加すると、分離部内の壁圧は急激に低下し、分離部出口で $P_w/P_a\sim 0.6$ となり、その下流で $P_w/P_a\sim 0.75$ まで増加している。ロケット総圧の増加に伴い、吸い込み流量は増加したが、依然としてチョーク流量には達していない。このロケット総圧では、上流燃焼器カウル側は、亜音速の空気流で覆われ、 $P_c=1\text{MPa}$ で上流燃焼器内に存在していたはく離泡は消失し、一つの大きなはく離泡が拡大部から出口スロートにかけてに形成されていた。

ロケット総圧 $P_c=3\text{MPa}$ では、分離部出口圧はチョーク臨界圧に達し、吸い込んだ空気流がチョークしていることが分かる。その下流の上流燃焼器では、壁圧が臨界圧よりもさらに低下しアップ・ダウンを繰り返しており、空気流は上流燃焼器内でも超音速を保っていることが分かる。このように上流燃焼器は全域超音速流で占められているのに対し、拡大部では天板側のロケット噴流は超音速を維持するが、カウル側の空気流は分離部出口に垂直衝撃波を生じ、亜音速に減速され、超音速流と亜音速流が混在した流れ場となっていた。拡大部における亜音速領域は広く、エンジン高さの1/2を占める。この大きな亜音速領域により、エンジン内が周囲環境と繋がるため、図に示されるように圧力が緩やかに大気圧まで回復した。

さらにロケット総圧を増加すると、 $P_c=3\text{MPa}$ では分離部内において臨界圧まで低下していた壁圧が増加し、 $P_c=5\text{MPa}$ では $P_w/P_a\sim 0.75$ となっている。供試エンジンの場合、ロケット出口直径がランプベース面高さと同程度で、ロケット総圧が増加すると不足膨張のロケット噴流が空気流側の流路に張り出してくる。その結果、空力的なスロートがロケット噴流とカウルの間に形成され、そこで空気流がチョークし吸い込み流量が減少する。結果として $P_c>4\text{MPa}$ に示されるように、分離部内の壁圧が上昇した。

空気流がチョークしている位置を調べると、 $P_c=4, 5\text{MPa}$ どちらの場合も、壁圧が一旦低下する $x\sim 200\text{mm}$ で空気流はチョークした。 $P_c=4\text{MPa}$ の場合、この位置で壁圧がチョーク臨界圧を下回っており、空力的スロートがこの位置にあることは明白であるが、 $P_c=5\text{MPa}$ の場合、この位置ではチョーク臨界圧までは達していない。 $P_c=5\text{MPa}$ の場合、ロケット噴流に対する吸い込み空気流量の割合が小さく、ロケット噴流と空気流の混合により、空気流の総圧が容易に増加する。その結果、大気圧に対するチョーク臨界圧よりも高い壁圧でチョークを示したと考える。上流燃焼器で超音速に達した空気流は、 $P_c=4\text{MPa}$ の場合、拡大部 $x\sim 700\text{mm}$ の位置で衝撃波を形成し、圧力回復し亜音速に減速される。この場合 $P_c=3\text{MPa}$ と同様に、大きな亜音速領域が拡大部内に形成されており、カウル側ではエンジン内部と外部環境は繋がっている(Fig. 8-(a) 参照)。他方 $P_c=5\text{MPa}$ の場合、ロケット噴流の割合が増加するため、カウル側に形成される亜音速領域は下流に押しやられ、下流燃焼器にわずかに存在するのみとなり、ほぼ全域超音速となった。

3.2 燃焼計算

次にエジェクタ駆動ガスとして、燃焼ガスを噴射した場合の計算を行った。図7にロケット総圧を4MPaに固定して、エジェクタ駆動ガスを常温のN₂から、燃焼ガスに変えた場合の壁圧の変化を示す。供試エンジンの場合、ロケットはO/F=7で作動される予定である。そのため、ロケット排気内に未燃の水素を含み、それが吸い込んだ空気流と混合し、燃焼が生じる。そこで、高温のロケット排気を反応凍結とした計算と、実際に燃焼させた計算を行い、未燃の水素が燃焼する影響も併せて調べた。

常温N₂から高温の燃焼凍結ガスにエジェクタ駆動ガスを変える(一点鎖線)と、図からも明らかなように、分離部内および上流燃焼器内の壁圧が上昇し、空気吸い込み流量が減少していることが分かる。壁圧は上流燃焼器出口で一旦上昇し、拡大部に入ると同時に低下し始め、空気流のチョーク臨界圧を下回る。この低下した壁圧は、 $x\sim 800\text{mm}$ 程度から再度上昇し、エンジン出口までに大気圧に回復している。

さらにこの状態でロケット排気からの未燃の水素が燃焼した(実線)とすると、さらに分離部および上流燃焼器内の壁圧が上昇する。この上昇した壁圧は、燃焼凍結ガスをエジェクタ駆動ガスとして使用した場合と同様に、拡大部で急激に低下し、チョーク臨界圧を下回る。そして $x\sim 950\text{mm}$ の位置から再度上昇に転じて、エ

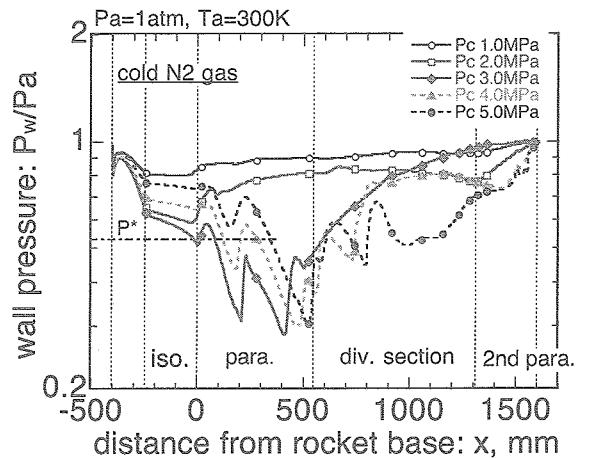


Fig. 6 Predicted wall pressure distributions of RBCC engine (ejector driving gas: N₂).

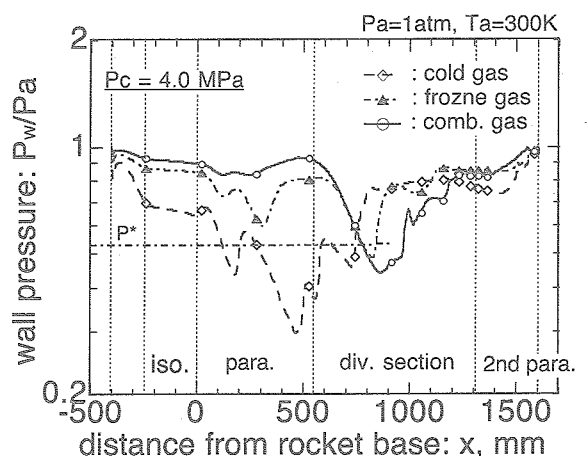


Fig. 7 Effects of ejector driving gas on wall pressure distribution.

エンジン出口までに大気圧に回復している。このような拡大部で急激に壁圧が低下する傾向は、Kandaら[2]が行った、複合エンジン燃焼器のエジェクタ・ジェットモードにおける燃焼試験の結果と類似している。

図8にエジェクタ駆動ガスの状態によって流れ場がどのように変化したかを、ロケット燃焼器中心位置でのマッハ数分布としてまとめた。図(a)がエジェクタ駆動ガスとして常温N₂を、(b)が燃焼ガスを化学反応凍結で、(c)が未燃の水素が燃焼器内で燃焼した場合の結果である。なお図中の黒線は音速線(M=1)を表している。

常温N₂をロケット燃焼器から噴射した場合、先にも述べたように、ロケット噴流とカウルが作り出す、空力的スロートにより、吸い込んだ空気流はチョークしている。この場合、ロケット噴流は上流燃焼器においてほぼ平行に流れている。一方、高温の燃焼ガスを反応凍結で噴射すると、図からも明らかなように、ロケット噴流が上流燃焼器の下流半分から天板側に押し付けられ縮み、それに伴い空気流側の流路が拡大し、上流燃焼器真ん中までに一旦加速しかかった空気流が再度減速している。さらに下流の拡大部入口で、ロケット噴流は大きく広がり、それに伴い空気流の流路が狭まることで、吸い込んだ空気流がチョークしている。流路全域が超音速となるのは、その下流の非常に狭い領域のみで、カウル側の流れは、再度亜音速に減速している。これと同じ傾向がロケット噴流中の未燃水素を燃焼した場合にも見られる。凍結流と燃焼流の大きな違いとしては、反応流の方が上流燃焼器におけるロケット噴流の収縮の度合いが大きく、拡大部における全域超音速の領域が広い点である。

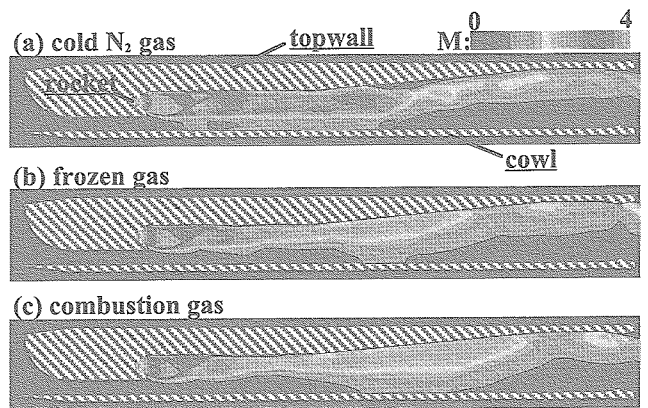


Fig. 8 Mach number distributions in RBCC engine for various ejector driving gas.

高温の燃焼ガスを噴射、あるいはその燃焼ガスがエンジン内でさらに二次燃焼した場合に、吸い込み流量が減少し、吸い込んだ空気流が下流拡大部に入ってからチョークする現象の説明として、図9のような二層モデルを考えた。図はロケットベース面下流の平行部内の流れを模式的に書いたものである。ロケット噴流と吸い込み空気流は、自由に動く見えない境界面で隔てられており、乱流混合により各側の流体粒子がその境界面を通過して輸送される。その際流体粒子はエネルギーとモルの交換を行うが、乱流輸送により同流量の流体粒子が輸送されるとし、各ロケット噴流と空気流の質量の変化はないものとする。このモデルの最大の仮定は、圧力は流れ方向には変化するが、流れに垂直方向には圧力の分布がないものとし、境界面を通じてロケット噴流と空気流が均圧する点である。この仮定は空気流が亜音速である場合には十分妥当である。

エネルギーと分子量の変化、および断面積の変化がある流れの圧力変化は以下のように書ける[13]。

$$\frac{dP}{P} = \beta(M) \frac{dA}{A} - \beta(M) \cdot \xi(M) \frac{dQ}{CpTo} + \beta(M) \frac{dMW}{MW} \quad \text{where } \beta(M) = \gamma M^2 / (1 - M^2) \text{ and } \xi(M) = (1 - (\gamma - 1) / 2 \cdot M^2) \quad (1)$$

流体粒子によるエネルギーの輸送dQ/CpTo, および分子量の変化dMW/MWは、乱流混合による質量輸送率α(x)を介し、

$$\frac{dQ}{CpTo_i} = \frac{\alpha(x) \cdot \Delta \dot{m}}{\dot{m}_i} \cdot \frac{\Delta To_{ij}}{To_i} \quad \frac{dMW}{MW_i} = \frac{\alpha(x) \cdot \Delta \dot{m} \cdot \Delta MW_{ij}}{\dot{m}_i \cdot MW_j - \Delta \dot{m} \cdot \Delta MW_{ij}} \quad \text{where } i, j = \text{rocket_value, air_value} \quad (2)$$

のように書ける。空気流がチョークに近い条件であれば、ロケット流量と空気量はほぼ同程度なのでm_r=m_aとし、さらに分子量の変化を無視すると、断面積の変化dAは圧力の釣り合いから以下の簡略化できる。

$$\Delta A = \frac{\alpha(x) \cdot \Delta \dot{m}}{\dot{m}} \cdot (To_r - To_a) \cdot \frac{[\beta(M_r) \cdot \xi(M_r) / To_r + \beta(M_a) \cdot \xi(M_a) / To_a]}{[\beta(M_r) / A_r + \beta(M_a) / A_a]} \quad (3)$$

これを(1)に代入することで、一定断面積内においてロケット噴流と吸い込み空気流がエネルギー交換を行った際の自由境界面の位置と、流れ方向の圧力変化は求めることが出来る。ロケット噴流内の未燃水素が吸い込んだ空気と混合し燃焼する場合は、dQをロケット/空気側とも同量のプラス(加熱)値で書き換えればよい。

空気流の総温はTo_a=300K, ロケット総温は一次元平衡計算[11]からTo_r=3500Kとし、ロケット噴流と空気流が流路を占める割合A_r/A_a=8/5とすると、6>M_r>2, 0.9>M_a>0.7の範囲で、ロケット流側の断面積は減少し、圧力が上昇する結果となった。さらにdQを燃焼時に書き換えた場合、ロケット流側の断面積の減少は増加し、圧力がさらに上昇する結果となった。これらの結果は先にみた数値計算結果を良く再現している。ダクト内の圧力が上昇すれば、亜音速流の場合、その影響が上流に伝わり、結果として空気吸い込み性能が悪化する。下流の拡大部でチョークする原因も、ロケット噴流と空気流が均圧し、バランスを取りながら流路を流れて満たすためであろう。

河内ら[7]はエジェクタ駆動ガスとして、N₂よりも分子量の小さなHeを噴射した場合、混合ダクト内で圧力が大きく上昇することを指摘しているが、これもエネルギーとモルの輸送を考慮した、この二層モデルにより説明出来る。レイリー流れを考えれば一般的に、亜音速流を加熱、また超音速流を冷却すれば、圧力は低下する方向に動くはずである。しかしながら本モデルの場合、二層の流れが均圧しバランスを取り

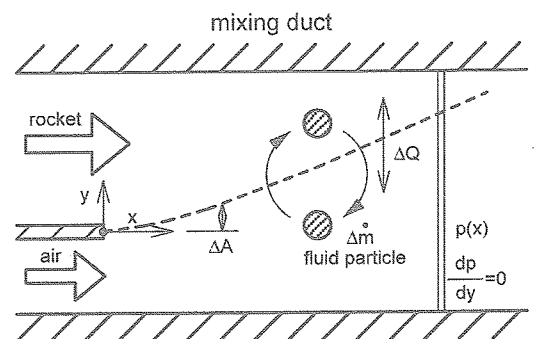


Fig. 9 Two layer mixing model of constant area duct with heat and mole transfer.

ながら熱交換を行うため、レイリー流れとは異なり、断面積の変化が生じる。そのため高温ロケット噴流から空気流への熱交換に伴い、空気流が膨張しダクト内の圧力が上昇し、吸い込み性能が悪化した。従って、高温ガスを噴射した場合でも、吸い込み性能を低下させない手段として、空気流の膨張を吸収できるように緩やかに混合ダクトを拡大させることが有効であろう。

3.3 吸い込み性能 以上の数値計算で得られた、各条件での空気吸い込み流量を図10にまとめた。図の横軸はロケット総圧を大気圧で無次元化した値で、縦軸は数値計算で得られた吸い込み流量を、分離部出口で空気がチョークすると仮定して求めた理論チョーク流量($m_{s,CHK}=2.12\text{kg/s}$)で無次元化した値である。なお、燃焼を行った計算において、 $P_c/P_a < 20$ では流れが全域で亜音速となり、燃焼による圧力変動が吸い込み流量を変化させ、それが再度燃焼状態を変えするという変動が続いたため、収束解を得ることが出来なかった。そこで得られた範囲における最大/最小流量を、エラーバーとして付けた。

常温の N_2 を噴射した場合、ロケット総圧 $P_c/P_a \sim 3$ で吸い込んだ空気流はチョークし、 $m_s/m_{s,CHK} \sim 0.94$ となる。その後さらにロケット総圧を増加すると、分離部出口でのチョークから、ロケット噴流の膨張による空力的チョークにモードが移り、それに伴い吸い込み流量が減少する。供試エンジンの場合、同じ常温 N_2 を噴射しても、先に行った矩形エジェクタ・ジェットよりかなり吸い込み性能が悪く、エジェクタの始動が三倍程度遅い。河内ら[7]の報告によれば、エジェクタの始動性はロケット下流のダクト長に大きく依存しており、供試エンジンではロケット下流の平行部長が $L/D \sim 5$ と短いため、吸い込み性能が悪化した。

高温の燃焼ガスを噴射すると、上流燃焼器での圧力が上昇し、常温の N_2 を噴射する場合に比べて、吸い込み性能が悪化する。吸い込み流量の低下の度合いは、吸い込み空気流量に対してロケット流量の割合を増加するロケット総圧が高い条件で顕著となり、 $P_c/P_a = 50$ ではおよそ40%吸い込み流量が低下する。さらにロケット噴流内の未燃の水素がエンジン内で燃焼するとすると、上流燃焼器での圧力がさらに増加し、空気吸い込み性能はさらに悪化し、常温 N_2 を噴射した場合の半分程度しか、空気を吸い込めなくなる。実際の空気吸い込み流量が、チョーク流量の50%とすると、エンジンに流入してくる酸素はおよそ247g/sとなり、31g/sの水素で当量比1となる。O/F=7のロケット噴流には未燃の水素が含まれ、一次元平衡計算[11]によれば、ロケット噴流に含まれる未燃の水素は、それぞれ $P_c = 3, 5\text{MPa}$ において20g/s、37g/sとなる。従って、ロケット総圧3MPaのエンジン試験でも、下流燃焼器で噴射できる二次燃料流量は10g/sと少なく、 $P_c = 5\text{MPa}$ を試す場合は、下流における二次燃料噴射は行うべきでない。

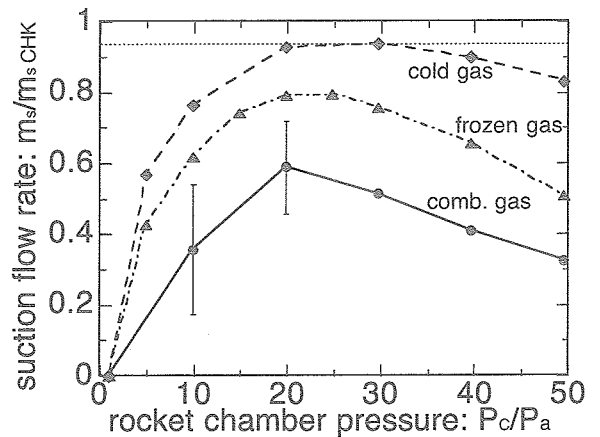


Fig. 10 Pumping performance of RBCC engine for various ejector driving gas.

4. まとめ

ロケット-ラムジェット複合エンジンのエジェクタ・ジェットモードにおける、空気吸い込み性能を事前に予測するため、先行数値計算を行った。以下に得られた結論を示す。

- 1) 本計算コードが、静止大気中における空気吸い込みを適切に模擬できるかどうかを調べるため、実験データのあるコールドフロー試験との対応数値計算を行い、空気吸い込み性能を比較した。その結果本数値計算は十分実験データを再現し、複合エンジン・静止大気中におけるエンジン試験の計算に適用可能であることが分かった。
- 2) この計算コードを用いて、まず常温の N_2 をエジェクタ駆動ガスとして噴射するエンジン計算を行った。この場合、吸い込み空気量はロケット総圧3MPaで最大となり、空気流はエンジンスロートでチョークした。
- 3) 実際の燃焼ガスをエジェクタ駆動ガスとして噴射すると、エジェクタ効果による空気吸い込み性能は急激に低下した。これは高温のガス、あるいはその中に含まれる未燃の水素の燃焼により、吸い込んだ空気が加熱され、それを一定断面積内で吸収する際に、亜音速側の流れが膨張し圧力が増加するためである。

【参考文献】

- [1] Kand, T., IAC-05-C4.5.03, 2005.
- [2] Kand, T., et al., AIAA paper 2006-223, 2006.
- [3] Fabri, J., et al., NACA-TM-1410, 1956.
- [4] Aoki, S., et al., J. Prop. and Power, Vol. 21, No. 3, pp. 496-503, 2005.
- [5] Kitamura, E., et al., AIAA paper 2005-3420, 2005.
- [6] Tani, K., et al., AIAA paper 2005-224, 2005.
- [7] 河内俊憲 他, 日本航空宇宙学会北部支部2006年講演会 講演論文集, pp. 225-230, 2006.
- [8] Takegoshi, M., et al., AIAA-2005-4286, 2005.
- [9] Kodera, M., et al., AIAA paper 2000-0886, 2000.
- [10] Ito, Y., and Nakahashi, K., *Proceedings of the 11th Int. Meshing Roundtable*, pp. 367-377, 2002.
- [11] Gordon, S., and McBride, B.J., NASA SP-273, 1971.
- [12] Turkel, E., J. Comp. Phys., Vol. 72, pp. 277-298, 1987.
- [13] Shapiro, A.H., *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, pp. 219, 1953.