

拡大流路内の擬似衝撃波の数値シミュレーション

河津要(東北大), 熊坂剛志(本田技研), 韓敏浩(東北大), 天野正広(東北大), 滝田謙一(東北大), 升谷五郎(東北大)

Numerical Simulation of Pseudo-Shock Wave in Diverging Duct

by

Kaname Kawatsu, Tsuyoshi Kumasaka, Minh Han, Masahiro Amano, Kenichi Takita, Goro Masuya

ABSTRACT

In the combustor of the dual-mode ramjet engine, a Pseudo-Shock Wave (PSW), mixing and combustion are closely coupled with one another and cause complicated interactive phenomena. It is difficult to clarify the relation between the heat added by high temperature jet and the formation of the PSW only by experiment. In the present study, the PSW produced by the high temperature jet in constant area square duct was investigated by both experiment and numerical simulation to clarify the relation between the heat addition by the high temperature jet and the formation of the PSW and the PSW created by the backpressure of the test section in diverging duct which resemble shape of the combustor was investigated by numerical simulation to research the structures of the PSW and the changes of flow in diverging duct. Numerical simulations were carried out for three-dimensional configurations. The governing equations are the Navier-Stokes equations with the $k-\omega$ SST two-equations turbulence model and the chemical reaction did not consider in this numerical simulations. This paper describes about the behavior of the PSW produced by the high temperature jet and the detail of the interaction between the high temperature plume and the low temperature supersonic flow based on the experimental and computational results, and the structures of the PSW produced by the backpressure of the test section and the asymmetric characteristic of flow in diverging duct based on the computational results.

1. 緒言

次世代宇宙輸送の課題として安全性, 経済性, 運用性の問題がある。それらを解決するために再使用型宇宙往還機の実現が急がれており, その推進システムとして様々な複合サイクルエンジンが提案されている。それらの多くは, 超音速から極超音速の幅広い範囲においてデュアルモードラムジェット・サイクルで作動することを想定している。

デュアルモードラムジェットは, エンジンの簡素化及び, 軽量化のために単一の燃焼器で亜音速燃焼と超音速燃焼の2つのモードを達成するもので, 熱力学的観点から飛行マッハ数6以下の比較的低いMach数領域では, 分離部から燃焼器にかけて擬似衝撃波^[1]を形成し, エンジン内の主流を亜音速に減速させることで達成される亜音速燃焼モードで作動することが望ましい。しかし, 同じ飛行条件でも擬似衝撃波が十分形成されず超音速燃焼モードになることもある。デュアルモード作動についての研究はこれまで数多くなされており, 燃焼モードの分類や遷移現象についての報告^[2-4]がされている。燃焼モードの遷移に伴い急激な推力の変化が観測されたという報告もある^[5,6]。

亜音速燃焼モードが望ましいとされるMach数領域では, 確実な着火のためにエンジンに強力な点火器が必要となる。プラズマジェット(PJ)トーチは反応を促進するラジカルの添加, 作動ガスを容易に選択できるなどの利点があり, 加熱量も投入電力 P_{IN} で容易に制御できることから, 有力な点火器である。このような点火器を用いたデュアルモードラムジェットの燃焼器内では, 燃焼モードの遷移は, 燃焼による加熱, 圧力上昇, 噴流と主流の混合, 及び燃焼による圧力の上昇によって形成される擬似衝撃波の相互干渉の結果として起こる。

そこで, 本研究室では, これまでデュアルモードラムジェットの燃焼器を単純化した等断面矩形ダクトを用いた風洞試験を行ってきた^[7-9]。これら一連の実験で, 擬似衝撃波の形成が混合と燃焼に対して大きな影響を及ぼしていることが明らかになった。

そこで, 本研究ではこの複雑な現象を解明するために, 吸い込み式超音速風洞(図1)を用いたデュアルモードラムジェットの燃焼器を単純化した等断面矩形流路でのPJトーチを

用いた実験を行ったが, 実験結果から, 擬似衝撃波の形成メカニズムとその過程に高温流噴射が与える影響の詳細を明らかにするには至らなかった。特にPJトーチ下流側での, 流れの内部構造を把握することは困難である。さらなる詳細を把握するためには, 数値計算を用いることが望ましい。そこで, PJトーチを高温流噴射でモデル化することによって, 数値計算を行った。さらに, 実際の燃焼器形状に近い拡大流路での背圧制御により生じる擬似衝撃波の構造, 及び擬似衝撃波の発生による流れ場の変化を, 数値計算を用いて調べた。

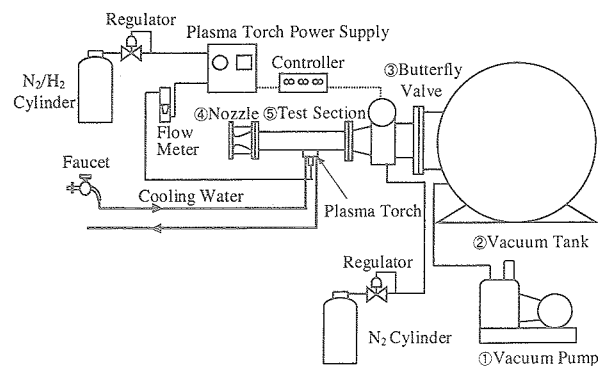


図1 吸い込み式風洞全体図

2. 数値計算方法

本研究では支配方程式に3次元のレイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式と, 噴射気体濃度を調べるための化学種保存式を1つ加え, 一般曲線座標系において有限体積法で評価した。但し, 反応は含んでいない。また, 熱的完全気体を仮定し, 比熱比は一定とした。そして, 乱流モデルには2方程式モデルである $k-\omega$ SSTモデル^[10]を用いた。非粘性対流項はAUSM系のスキームであるSHUS^[11]を3次精度のMUSCL法で評価した。粘性項, 生成項は2次精度の中心差分で評価した。時間進行は

LU-SGS法に基づく陰解法で時間精度は1次精度である。計算に使用した格子は構造格子である。数値計算の主流条件はMach数1.8,総圧,総温はそれぞれ100[kPa],300[K]とした。ただし主流は一樣流とした。また,境界条件については壁面で断熱を仮定し,出口は自由流出とした。

本数値計算では,等断面矩形流路でのPJトーチを用いた実験を,PJトーチへ加えた投入電力 P_{IN} と同等の総エンタルピを噴流に与えることによって模擬するため,次の2種類の噴射条件で計算を行った。噴射条件(a)では噴射気体の質量流量 m_j を実験と合わせ,噴射総温 T_{j0} を大きくすることで噴流の総エンタルピを調節した。噴射条件(b)では噴流の総エンタルピを噴流の質量流量 m_j を大きくし,さらに噴射孔面積を大きくすることで調節し,噴射総温を変化させることでPJトーチの投入電力の変化を模擬した。いずれの場合も,主流流量 $m_1=0.15$ [kg/s]とした。実験では噴射気体として N_2 及び N_2/H_2 混合気を用いており,化学反応や解離を含んでいるが,本数値計算では,高温噴流の影響のみを調べるために化学反応,及び実在気体効果を含まず,噴射気体は空気とした。

さらに,拡大流路については,背圧制御による擬似衝撃波の形成を模擬するために,初期条件として流路入口からの距離が5H(H:流路高さ)の位置から出口側の領域には背圧と等しい圧力 p_b を与える。ただし,温度及びマッハ数は全領域で一定とした。さらに,出口で背圧を与えるために流路出口外周上において境界条件として $p=p_b$ を与えた。また,背圧制御による擬似衝撃波の形成に関しては,比較のために等断面矩形流路と,入口から下壁を 2° 拡大した流路の2種類について数値計算を行った。

3. 数値計算結果および考察

3.1 高温噴流によって形成される擬似衝撃波

噴射条件(a)での数値計算と実験によって得られた上下壁面の静圧分布を図2に示す。このグラフから実験結果と数値計算結果は良く一致していることが分かる。また,数値計算結果のダクト中心断面のMach数分布と,対応する実験結果のシュリーレン写真を図3に示す。この結果からも衝撃波位置,噴流の貫通は良く一致していることが分かる。数値計算によって得られた中心断面での静温分布を図4に示す。この結果から,噴射総温を上げることによって高温領域が大きくなっており,噴射孔のすぐ下流で,高温噴流から主流への熱拡散が起こっていることが分かる。また,図5に示した噴射孔下流での静温分布と速度ベクトルから,高温領域が2つのコアに分れており,主流方向の2つの渦が形成されていることが分かる。さらに, $T_{j0}=4200$ [k]での数値計算によって得られた最高総温と主流方向の最大渦度の絶対値の分布を図6に示す。

この図から,縦渦による攪拌効果が強く現れている箇所と,温度が急激に低下している箇所が一致していることが分かる。図2に示した下壁面での静圧分布で見られた噴射孔下流での圧力上昇は,この縦渦の効果によるものであると考えられる。

比較のために,無次元総加熱量が近い値での噴射条件(a)と噴射条件(b)での中心断面のMach数分布を図7に示す。これらの図から無次元総加熱量が近い場合でも,噴流の貫通高さを見ると噴射条件(a)の方が高く,噴射流量と噴射孔の大きさが違うことによって,形成される流れ場が大きく異なることが分かる。

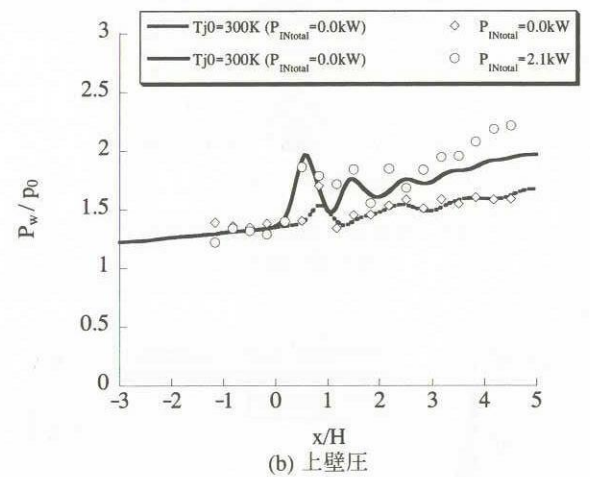
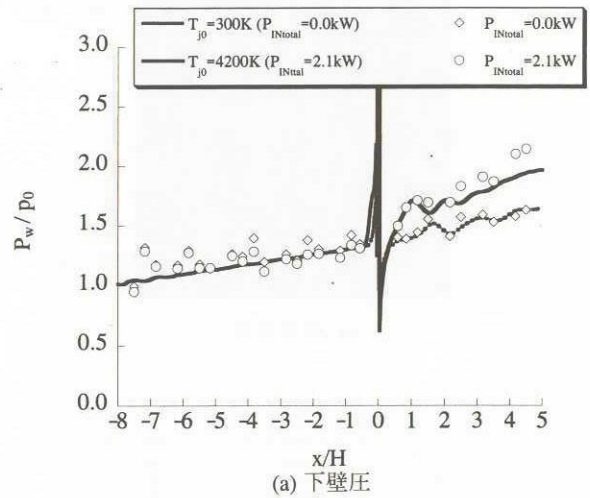


図2 上下壁面静圧分布 (噴射条件(a))

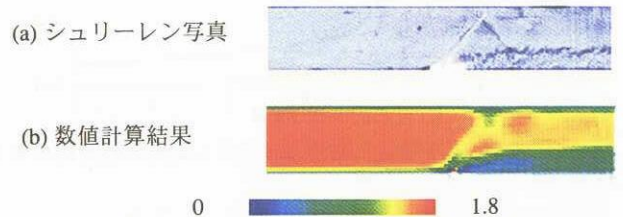


図3 実験結果と数値計算結果の比較 (噴射条件(a))

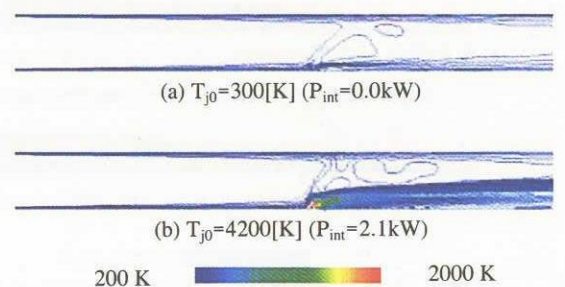
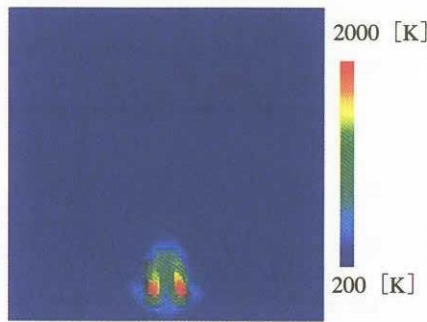
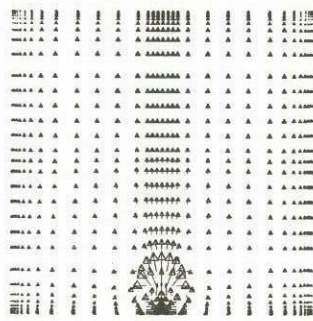


図4 中心断面での静温分布 (噴射条件(a))



(a) 静温分布



(b) 速度ベクトル

図5 噴射孔下流(x/H=0.166)での流れ場の様子

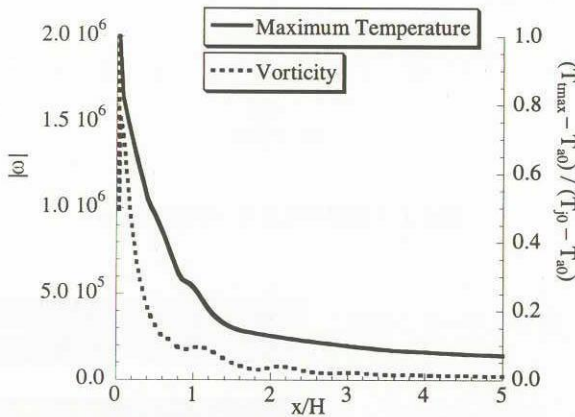


図6 最高総温と主流方向の最大渦度の絶対値の分布

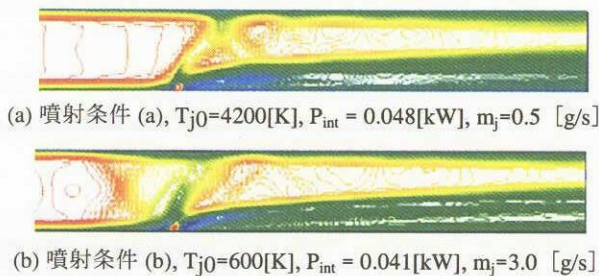
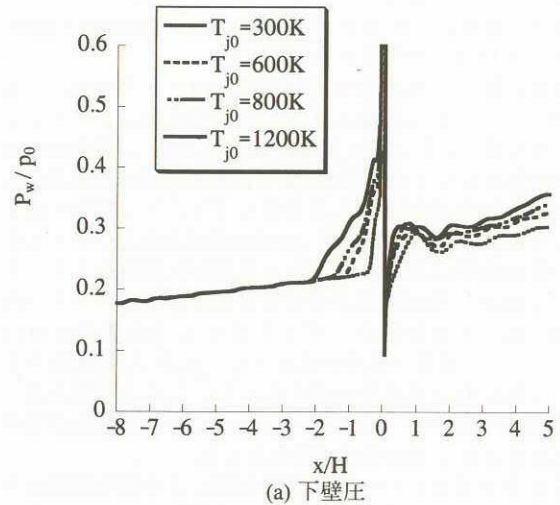
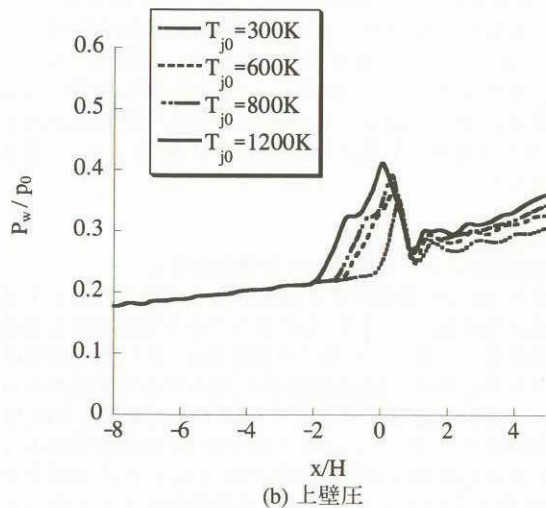


図7 無次元総加熱量 P_{int} が近い値での噴射条件(a),(b)での中心断面におけるMach数分布



(a) 下壁圧



(b) 上壁圧

図8 上下壁面静圧分布(噴射条件(b))

また、図8に示した噴射条件(b)での壁面静圧分布からも噴射条件(a)と大きく異なった傾向を示していることが分かる。噴射条件(b)の場合、噴射孔下流での圧力上昇が十分でないにも関わらず、上壁面での静圧分布において、噴射孔位置での圧力が大きく上昇している。これは、噴射孔径を大きくしたことによる主流へのブロック効果が大きくなったことによるものと考えられる。このことから、噴射条件(b)の場合では、下流での加熱の影響よりもブロック効果の方が大きく影響していることが分かった。以上のことから、擬似衝撃波の形成に大きな影響を与える噴射孔位置での圧力上昇は、実験や噴射条件(a)のように下流での加熱によるものと、この噴射条件(b)のようにブロック効果によるものに分かれることが分かった。

図9に擬似衝撃波が形成された場合である $T_{j0}=1200[k]$ でのy-z断面でのMach数分布を示す。この図から、3次元正方形断面流路では、2次元ダクトでの擬似衝撃波に見られる上下壁面での境界層の剥離ではなく、壁面中央よりも境界層が厚いコーナー部において境界層の剥離が起こり、流れが偏向き収縮と膨張を繰り返すことで擬似衝撃波が形成されることが分かった。

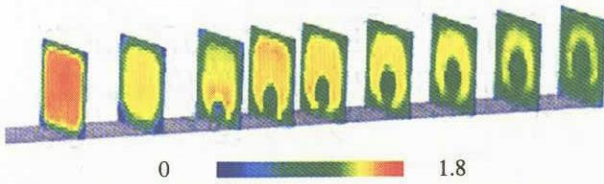


図9 噴射総温 $T_{j0}=1200$ [K]でのy-z断面におけるMach数分布(噴射条件(b))

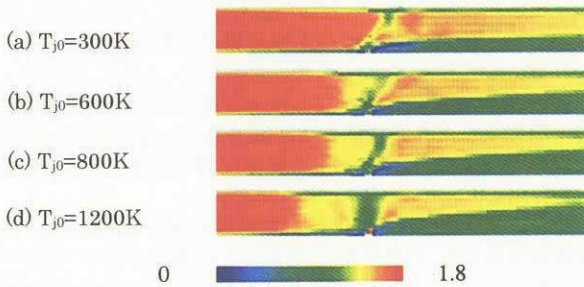


図10 中心断面におけるMach数分布(噴射条件(b))

図10には、噴射条件(b)の数値計算結果のうち中心断面のMach数分布を示す。噴射総温が $T_{j0}=300$ [K]では噴射孔位置で形成された弓形衝撃波と、噴流が主流によって曲げられるときに生じる膨張波が流路出口に向かって干渉しながら反射を繰り返している。噴射総温が $T_{j0}=600$ [K]に増加すると上流側にx型の衝撃波が形成され、噴射孔近傍で再び弓形衝撃波が形成されている。噴射総温が $T_{j0}=800$ [K]まで増加すると、 $T_{j0}=600$ [K]の場合に比べ噴射孔の上流側に形成されたx型の衝撃波の構造と位置はほとんど変化しないが、弓形衝撃波が強くなっていることが分かる。また、x型衝撃波の背後で主流の収縮と膨張が確認できる。さらに、噴射総温が $T_{j0}=1200$ [K]まで増加すると、噴射孔上流に形成されたx型の衝撃波は上流へ伝播し、2つ目のx型の衝撃波が形成されている。また、2つのx型衝撃波の間には $T_{j0}=800$ [K]の場合に比べて、主流の収縮と膨張が明確に確認できる。

3.2 拡大流路内の擬似衝撃波

3.2.1 背圧制御による等断面流路内の擬似衝撃波

図11に、等断面流路内での、背圧制御を模擬した数値計算によって得られた擬似衝撃波が形成された場合での、中心断面及び、対角断面でのMach数分布と、過去に行われた燃焼の影響を遮断するために背圧制御装置としてバタフライバルブを用いた実験によって得られたシュリーレン写真を示す。この図からも、本研究で想定した正方形断面流路では、流路のコーナー部において境界層の剥離が起これ、この境界層の剥離によって流れの収縮が起これることにより先頭衝撃波が形成されていることが分かる。図12に背圧を与えない場合の中心軸上の静圧、及び流路内に擬似衝撃波が形成されている場合の中心軸上、流路のコーナー部、下壁中央での静圧分布を示す。以下、 x は流路入口からの距離である。この図から、擬似衝撃波が形成された場合、中心軸上での静圧は流れの収縮と膨張によって変動していることが分かる。また、壁面では境界層によ

って緩衝されたゆるやかな圧力変動が見られる。さらに、コーナー部では、先頭衝撃波により中心軸上の静圧が大きく上昇しているところで、境界層の剥離によってなだらかに圧力が上昇している。また、擬似衝撃波による圧力上昇は垂直衝撃波の場合よりも低いことが分かる。これらは、一般的な擬似衝撃波の傾向^[1]と一致している。

流入静圧 p_{int} を一定とし、出口外周上での境界条件として与えている背圧 p_b の値を大きくすることによって、図13に示すように擬似衝撃波は上流に遡り、波数が増加した。ここで、 δ は先頭衝撃波上流での境界層速度99%厚さである。

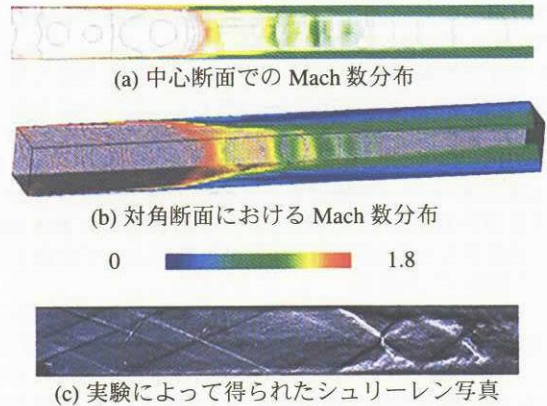


図11 背圧制御による等断面流路内の擬似衝撃波

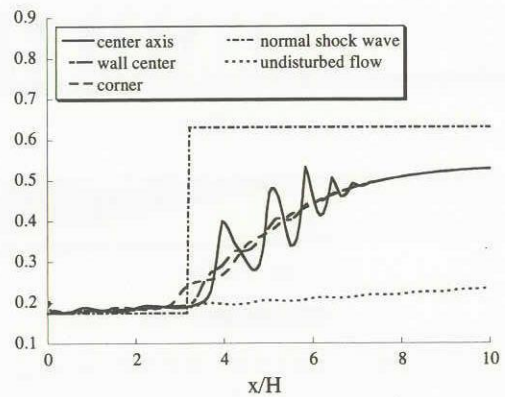


図12 等断面流路での静圧分布

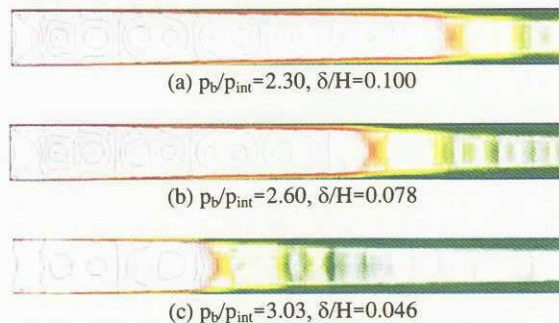


図13 中心断面でのMach数分布

3.2.2 背圧制御による拡大流路内の擬似衝撃波

次に、実際の燃焼器に近い形状である拡大流路での数値計算結果を示す。

背圧を出口外周上で均等に与えた場合（境界条件 (a)）の、背圧 p_b と流入静圧 p_{int} の比 $p_b/p_{int}=2.3$ でのMach分布を図14に、 $p_b/p_{int}=2.0$ でのMach分布を図15に示す。これらの結果から、背圧制御によって等断面流路内に擬似衝撃波を形成させた場合と異なり、流路上壁の一箇所のコーナー部における大きな境界層の剥離によって、流れ場が非対称になっていることが分かる。このとき、大きな境界層の剥離が起きたコーナー部において先頭衝撃波が大きく分枝し、対角に位置するコーナー部での分枝は小さくなっている。これはコーナー部での大きな剥離領域によって流れ場が、剥離が起きているコーナー部に対して対角の下壁側に偏向されていることによる。この大きな境界層の剥離は、出口において背圧を均等に与えた場合、上壁で起こる傾向があるが、左右ではどちらにも起こる不安定な現象であった。ただし一旦流れが形成された後は、剥離箇所の移動は見られなかった。等断面正方形ダクトに関しても、Mach数4の流れ場において擬似衝撃波が形成された際に、本数値計算結果で得られたような、境界層の大きな剥離により形成される非対称な流れ場が実験によって計測されたという報告^[12]がある。

図16に背圧の値を変えた場合の中心軸上、及び手前側の側壁（流路出口から見て左側の側壁）での静圧分布を示す。この図から、中心軸上での静圧分布は擬似衝撃波の形成による流れの収縮と膨張の繰り返しによって振動しており、等断面流路の場合と同じように、先頭衝撃波による圧力上昇が最も大きいことが分かる。

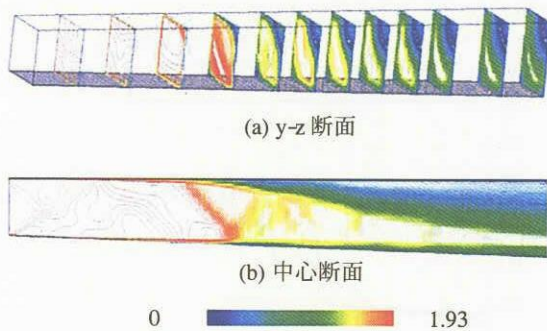


図14 拡大流路でのMach分布（境界条件 (a), $p_b/p_{int}=2.3$ ）

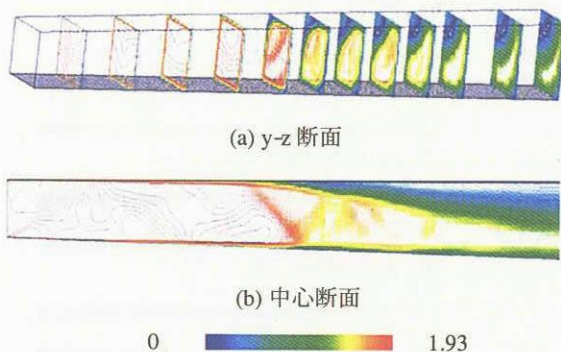


図15 拡大流路でのMach分布（境界条件 (a), $p_b/p_{int}=2.0$ ）

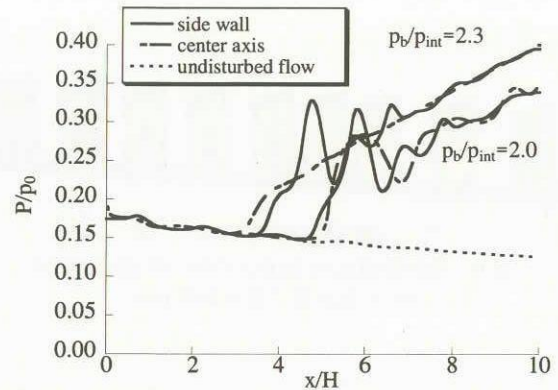


図16 中心軸上及び、側壁での静圧分布

また、流れ場が非対称になる拡大流路においても、等断面流路と同じように擬似衝撃波長さは、圧力比 p_b/p_{int} が大きくなるにつれて長くなり、中心軸上での静圧分布に相似性があることが分かる^[13]。

ただし、拡大流路の場合、擬似衝撃波の構造が非対称なため壁圧分布に関しては、等断面の場合とは異なり左右で非対称になる。こうした非対称性は、流路を拡大したことにより流路断面が対角線に対して非対称になったことから、4つのコーナーのいずれかで境界層の剥離の大きさが変化すると他の3点と平衡を保てずに、大きな剥離が起こることによって生じると考えられる。

図17に、 $p_b/p_{int}=2.0$ の場合での $y-z$ 断面での速度ベクトル図を示す。この速度ベクトル図は、流路の出口側から流れ場の速度ベクトルを見たもので、断面図の上側が上壁、左側が図16に示した静圧分布での左側壁に対応している。これらの図から、流路コーナー部での大きな境界層の剥離によって生じる左右で非対称な流れ場の内部構造を知ることができる。 $x/H=4.00$ の断面での速度ベクトルを見ると、上壁の右側のコーナー部において境界層の剥離が起こり始めていることが分かる。これは、図16の静圧分布での境界層の剥離によるなだらかな圧力上昇が始まっている場所と一致している。 $x/H=4.67, 5.33$ の断面での速度ベクトルを見ると、上壁の右側のコーナー部と下壁の左側のコーナー部から流れが流路中心に向かっていていることが分かる。これは、流路コーナー部での大きな境界層の剥離によって形成された先頭衝撃波の前枝によって、流れが偏向されたことによる。さらに、 $x/H=6.00$ の断面では先頭衝撃波の後枝によって、流れが流路中心から流路コーナー部に向けられている。ここで、流路の右側で流れが下壁側に向かっているのは、先頭衝撃波の後枝による上壁の右側のコーナー部に向かう流れと、上壁の右側のコーナー部での大きな境界層の剥離による流路中心に向かう流れが合わさったことによる。以上のことから、拡大流路での擬似衝撃波の構造が流路断面の対角線に対して平行であり、流路コーナー部での大きな境界層の剥離が流れ場、及び擬似衝撃波の構造を大きく変化させていることが分かる。また、拡大流路において形成された擬似衝撃波を構成している衝撃波のうち、先頭衝撃波以外の衝撃波は小さく、これら先頭衝撃波以外の衝撃波が流れ場に与える影響は小さいことが分かる。これは、流路コーナー部で境界層が大きく剥離したことによって、超音速流である主流が収縮したことで流れ場が減速しているため衝撃波が形成されにくくなっているためである。

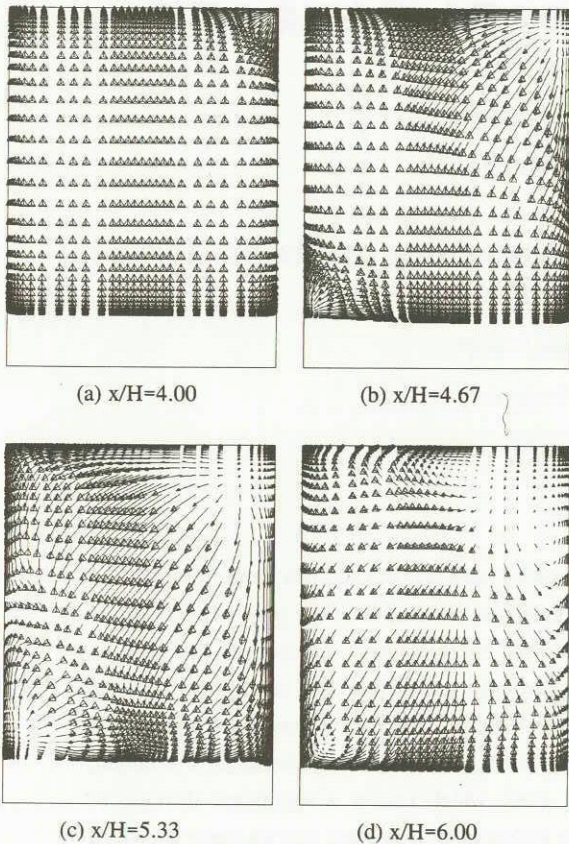


図17 y-z断面での速度ベクトル($p_b/p_{int}=2.0$)

背圧を均等に与えた場合(境界条件 (a)),コーナー部での大きな境界層の剥離が上壁側で起こる傾向があったのは、背圧を与えなかった場合、流路出口において上壁側よりも下壁側の圧力が高いため、出口外周上で均等に背圧を与えたとき、圧力差は上壁側の方が大きくなるため、上壁側のコーナー部の方が境界層の剥離が起こりやすいためであると考えられる。

境界条件として出口外周上で与える背圧 p_b に、背圧を与えなかった場合での出口圧力の上下での勾配を与えた境界条件 (b)では、図18に示した $p_b/p_{int}=2.0$ の場合でのMach数分布から分かるように、背圧を均等に与えた境界条件 (a)とは逆に下壁において大きな境界層の剥離が起こっていることが分かる。このように、上下壁のどちら側で境界層の大きな境界層の剥離が起こるかは出口境界条件の与え方に依存したものであった。

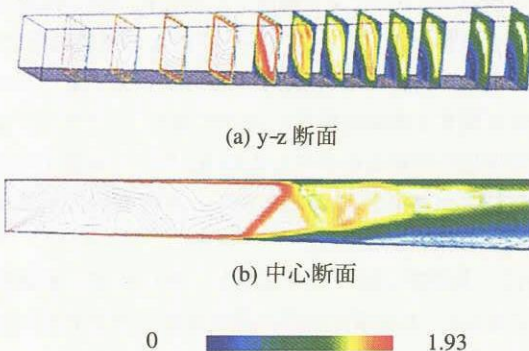


図18 拡大流路でのMach分布 (噴射条件 (b), $p_b/p_{int}=2.0$)

4. 結論

- 1) 総温と噴射流量を調節することによって、PJ トーチのモデル化を行い、高温流噴射による擬似衝撃波の形成過程を確認することができた。
- 2) 噴射流量と噴射孔面積の違いは噴流によるブロック効果の影響の強さに影響を及ぼし、その結果、噴射孔位置での圧力上昇への影響は、噴射流量と噴射孔面積が小さい場合は、噴射孔下流での熱輸送が支配的で、大きい場合は、噴流による主流のブロック効果が支配的であった。
- 3) 拡大流路では、いずれかひとつのコーナー部において大きな剥離が起こり、流れ場が大きく偏向され非対称な流れ場が形成されるという結果が得られた。
- 4) 拡大流路コーナー部での大きな境界層の剥離は、出口境界条件に依存している。

参考文献

- 1) Matsuo, K., et al., "Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows", *Progress in Aerospace Sciences*, vol.35, 1999, pp.33-100.
- 2) Billig, F. S., "Research on Supersonic Combustion", *Journal of Propulsion and Power*, vol.9, No.4, 1993, pp.499-514.
- 3) Sullins, G. A., "Demonstration of Mode Transition in a Scramjet Combustor", *Journal of Propulsion and Power*, vol.9, No.4, 1993, pp.515-520.
- 4) 工藤賢司, 他 3 名, "スクラムジェット燃焼器のデュアルモード作動", 第 40 回航空原動機・宇宙機推進講演会論文集, 2000, pp.211-216.
- 5) 三谷徹, "超音速燃焼 IV. スクラムジェットエンジンにおける燃焼", *燃焼研究*, 107 号, 1997, pp.1-21.
- 6) Sunami, T., et al., "Mach 4 Tests of a Scramjet Engine-Effects of Isolator", *ISABE Paper*, 97-7088, 1997.
- 7) Ogawa, S., et al., "Fuel Mixing Enhancement by Pre-combustion Shock Wave", *ISABE Paper*, 2001-1181, 2001.
- 8) 崔柄一, "擬似衝撃波中における混合と燃焼", 東北大学大学院工学研究科修士学位論文, 2002.
- 9) Ichikawa, N., et al., "Behavior of Pseudo-Shock Wave Produced by Heat Addition and Combustion," *AIAA Paper* 2002-5245, 11th *International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, Orleans, France, Sep. 29- Oct. 4, 2002.
- 10) Menter, F. R. "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models For Engineering Applications," *AIAA Journal*, vol.32, No. 8, August 1994, pp.1598-11605.
- 11) Shima, E., et al., "Role of CFD in Aeronautical Engineering -AUSM Type Upwind Schemes-" *Proceedings of 14th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics*, 1997, pp.7-12.
- 12) 杉山弘, 他 5 名, "衝撃波を伴う超音速内部流動に関する研究 (超音速内部流動実験装置の開発及びマッハ数 2 と 4 の擬似衝撃波の特性)", *日本機械学会論文集 (B 編)*, 68-676, 2002, pp.3295-3301.
- 13) Waltrup, P. J., et al., "Structure of Shock Waves in Cylindrical Ducts", *AIAA Journal*, vol.11, No.10, 1973, pp.1404-1408.