

DSMC 法による流体式推力方向制御装置の性能解析

丸山 祐一*¹, 坂田 政士*², 高橋 遥一朗*¹

*¹岡山理科大学, *²岡山理科大学大学院

Performance Analyses of Fluidic Thrust Vector Control System Using DSMC Method

by

Yuichi MARUYAMA, Masashi SAKATA and Yoichiro TAKAHASHI

ABSTRACT

Flows in the rocket engine nozzles are numerically analyzed to assess the performance of Thrust Vector Control (TVC) system of fluidic type by the Direct Simulation Monte Carlo (DSMC) method. Secondary jet is injected into the flow field through a small tube attached to either side of two-dimensional dual throat nozzle wall. The main flow separation caused by the secondary jet is observed, and the direction of the thrust vector deviates from the symmetry axis of the nozzle. However, the deviation also occurs randomly when the secondary jet is stopped, which is not intended in the TVC system. In order to avoid it and perform the infallible deviation when intended, some research for the appropriate nozzle shape and the position of the secondary jet injection is done.

1. はじめに

航空機や各種の飛行体の多くは空力操舵により運動の制御を行うが、動圧が低い状況下では操舵が有効に働かない場合がある。例えば、宇宙空間や高高度において運用される宇宙ロケット、宇宙船のように、機体の周りが真空または低密度の場合、或いは地上発射ミサイルの発射直後のように機体速度が非常に遅い場合に、空気力を用いた運動制御が著しく困難となる。

このような条件下で機体を制御する手段として、推力方向制御装置 (Thrust Vector Control, TVC) が用いられる。TVC とは、ロケット或いはジェットエンジンの噴流の向きを何らかの方法で変えることで、推力の向きを制御する技術である。これにより、空力操舵が有効でない状況でも、機体の姿勢や進行方向の制御が可能となる。また、近年では軍用機における高機動性確保のための手段として、空力操舵と TVC との併用も想定されている。

TVC の方式は、機械式と流体式の二つに大別できる。機械式とは噴流の流路を機械的に変形させる方式であり、エンジンノズル内に傾斜板を設ける方式や、ノズル形状を変更させる方式、エンジン自体の向きを変える方式などがある。一方、流体式とは流れ自体の作用を用いるものであり、代表例として、ノズル内に二次噴流を注入し主流の流れに変化を起こさせ、全体としての噴流の向きを偏向させる方式がある。

本研究では、デュアルスロートノズル (Dual Throat Nozzle, DTN) に二次噴流を注入する流体式推力方向制御装置について、ノズル内の流れ場を数値解析し、流れ場の特性や TVC 装置としての性能を調査した。DTN は、TVC に適したエンジンノズルとして提案されたものであり、第一スロート付近から二次噴流を注入することにより、第二スロート、即ちノズル出口から噴出する流れの向きを偏向させて、有効な推力偏向が得られることが、実験や数値解析により確認されている^{1,2)}。同ノズルは、ロケットエンジンなどで通常用いられるラバルノズル (Laval Nozzle, LN) と比較して、より低いノズル圧力比 (噴流の総圧と大気圧との比) で稼働できるという特長も併せ持つが、一方、推力の点では LN よりも劣っている。

本研究においても、DTN に二次噴流を注入することによる推力偏向が確認できたが、一方、解析の過程で、二次噴流停止時にも偶発的要因により意図しない推力偏向が発生する可能性が新たに判明した。従って、それを防止するとともに、

二次噴流注入時には確実に推力が偏向するようなノズル形状と注入位置を探るための数値解析を系統的に行った。

2. 解法

解析手法としては、モンテカルロ直接シミュレーション法 (Direct Simulation Monte Carlo method, DSMC 法) を用いる。この手法は、流体の流れを模擬分子の集団の動きとして捉え、コンピュータによる数値解析を行うものであり、本研究においてはエンジンノズル内の流れを解析し、噴出した模擬分子 (以下では簡略化して「分子」と表記) の持つ運動量の総計から推力の各成分を算出する。

DSMC 法は、希薄流の解析手法として開発されたものであるが、近年の計算機性能の飛躍的向上により、扱える分子数が拡大し、クヌッセン数 K_n が 1 より十分小さい連続流のシミュレーションも可能となっている。従って、差分法などの連続流解法と比較した場合、クヌッセン数に関しては、より広い領域に適用可能な手法と言える。また、イオンエンジンのように荷電粒子から成る流体が電磁場中を移動するケースへの適用も比較的容易と考えられる。ただし、シミュレーションで扱う分子数は現実の流体のアボガドロ数よりも桁違いに小さく、統計的揺らぎが拡大された形で現れるので、計算で得られたデータの扱いには注意を要し、何らかの平均操作が常に必要となる。

ロケット或いはジェットエンジンは運用範囲が多岐に渡るため、そのノズル内流れの種類も、航空機における連続流から、宇宙船の軌道修正用微小推力エンジンにおける希薄流まで様々である。本報告では連続流 ($K_n=0.0025$) のケースを取り扱っているが、この分野での応用範囲をさらに拡大する可能性を考慮して、DSMC 法を用いた。

計算においては、流れ場を多数のセルに分割し、分子の移動と分子間の衝突計算を微小時間 Δt ごとに行う。ここで、衝突は同一セル内の分子同士に限定する。分子モデルは剛体球、衝突は二体衝突のみで、摩擦の無い完全弾性衝突とする。

各セルにおいて、時間ステップ Δt の間に起こる衝突回数 N_c の決定には、タイムカウンター法³⁾を用いる。この方法は、各セルに固有のタイムカウンター (時計) を設定した上で、それぞれのセル内で衝突を実行させる度に、その衝突が単位時間内にそのセル内で起こりうる回数 (衝突頻度) を求め、その逆数 Δt_c の分だけそのセルの「時計」を進めるといふものである。時刻 $t = t_0$ から $t_0 + \Delta t$ の間でのそれ

ぞれのセル内の衝突計算をする際には、そのセルの「時計」が $t_0 + \Delta t$ を過ぎた時点でそのタイムステップでの衝突計算を終了させ、次のセルでの計算に移る。

本研究においては、ロケットエンジンのノズルを想定して、二次元ノズル形状の境界面を設定し、ノズル入口から主流（燃焼器から流入する燃焼ガスの流れ）を流入させるとともに、片方の壁面に設けた注入位置より二次噴流を注入させて、推力偏向の大きさを、ノズル内の流れ場の様子を調べた。ノズル形状と同様に、ノズル入り口からの主流や二次噴流も巨視的には二次元流となるように流入条件を設定したが、分子運動自体は三次元空間の中での運動とした。主流の流入条件は一樣流とし、流入マッハ数の入力値を用いて流速を設定した。ノズル出口の外側は真空とし、従って出口から分子は流入しないものとした。二次噴流については注入位置の x 座標 x_s 、注入角度 ϕ_s 、注入流速 V_s 、温度 T_s 、流量比 r_s をそれぞれ設定した上で注入させた。ここで流量比 r_s は主流と二次噴流の質量流量の合計に対する二次噴流の質量流量の比である。壁面での分子の反射条件は、鏡面反射とした。また初期条件としては、全ての領域に分子が存在しない状態（真空状態）から計算をスタートさせた。無次元化の基準値は、流入流、即ち主流のノズル入口からの流入時における値を用いて定めた。即ち、長さ L_1 、温度は流入流における絶対温度 T_1 、速度は流入流における熱速度の大きさの代表値 $(2RT_1)^{1/2}$ を基準値とした。ここで、 R は計算に用いた模擬分子の気体定数に相当する物質量である。また時間は $L_1/(2RT_1)^{1/2}$ 、流体密度は流入流における流体密度 ρ_1 を基準値とした。

なお、解析に用いたプログラムの作成過程で次のようなテスト計算を行い、物理的に妥当な結果が得られることを確認した。

- 1) 任意の初期速度分布から計算を行い、十分時間が経過した後、理論的に予想されたボルツマン分布に漸近することの確認
- 2) ラバールノズルに主流のみを流入させ、ノズル出入口とスロート部での各物理量の値が、等エントロピー流理論で予想された値に漸近することの確認

3. 結果および考察

3.1 基本形状（ノズル A）における推力偏向の確認

図 1 に示す二次元デュアルスロートノズル（DTN）を基本形状として用い、「ノズル A」とした。同ノズルにおいては、TVC として提案されている一般的な DTN 形状^{1,2)}と同様に、第一スロートと第二スロートの断面積を一致させている。数値解析における入力値・設定条件は以下に示した値とした。

主流の流入マッハ数 M_1 :	0.256
クヌッセン数 K_n :	0.0025
時間ステップ間隔 Δt :	0.00125
ノズル入口分子数 (1セル当り) n_1 :	40

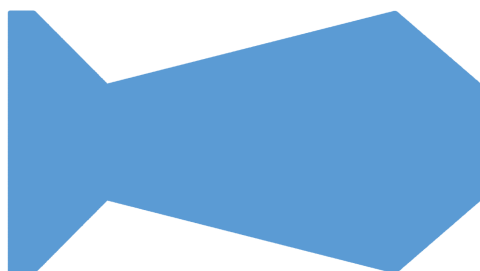


図 1 ノズル基本形状（ノズル A）

二次噴流の注入角度 ϕ_s :	150°
二次噴流の注入流速 V_s :	0.795
二次噴流の温度 T_s :	0.76
流量比（二次/全流量） r_s :	0.05
第一/第二スロート幅 L_{11}, L_{12} :	0.435
ノズル全長 x_n :	1.93
二次噴流注入位置座標 x_s :	0.394

ここで、主流の流入マッハ数 M_1 は、第一スロート部での流速が音速に等しいという条件下で、ノズルの絞り比から等エントロピー流の理論により算出した値を用いた。また、クヌッセン数は主流のノズル入口からの流入時における平均自由行程 λ_1 を用いて、 $K_n = \lambda_1 / L_1$ により定義した。二次噴流の注入位置 x_s は、既に提案されている DTN を用いた TVC^{1,2)}と同様に、第一スロート付近に設定した。また、二次噴流の注入角度 ϕ_s は x 軸（図 1 中の右方向）となす角度であり、予備計算において最も大きな推力偏向が得られた値に設定した。また、 V_s, T_s は主流から分岐した流れが等エントロピー流のまま第一スロート部の圧力理論値に達した時の値とした。時間ステップ間隔 Δt は、流入流における分子の平均自由時間（mean free time）を前述の方法で無次元化した値よりも少し小さい値に設定した。

以上の設定条件下でシミュレーションを行った結果、図 2 に示すような推力偏向角度の時間変化が得られた。ここで、推力ベクトル \mathbf{F} は

$$\mathbf{F} = -\Delta \mathbf{M} / \Delta t \quad (1)$$

により算出した。ただし、 $\Delta \mathbf{M}$ は時間 Δt の間にノズル出口から飛び出した分子の持つ運動量の合計である。推力偏向角度 δ は、推力の x 成分 F_x と y 成分 F_y から

$$\delta = \tan^{-1}(F_y / F_x) \times 180 / \pi \quad (2)$$

により算出される（ y 軸は図 1 中の上方向）。ただし、シミュレーションにおいてはノズル内に存在する分子数が 10^6 の程度であり、現実の流れのアボガドロ数よりもはるかに小さな値のため、統計的揺らぎが拡大されている。従って、その揺らぎを縮小させるため、図 2 における偏向角度 δ の値は、移動平均値（当該時刻の直前 255 区間の時間ステップでの値の平均値）を表示した。これは、(1)式により推力 \mathbf{F} を算出する際に、 Δt を時間ステップ間隔の 255 倍に拡大し、 $\Delta \mathbf{M}$ を積算する期間も同様に拡大したこととほぼ同等の統計処理に相当している。なお、次節以降のケースでも、 δ の時間変化は同様の処理をした値を表示している。また図中には、シミュレーションに用いる乱数列の値を 10 通りに設定した上で、それぞれ計算を実行した結果を重ねて表示している。ただし、乱数列以外の条件は固定させている。シミュレーションにおいて、一連の乱数は個々の流入分子の速度設定や、各セル内で二体衝突す

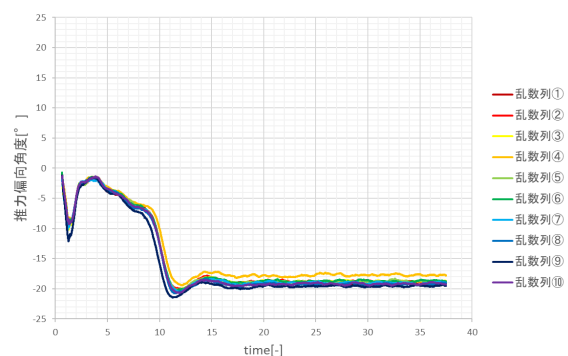
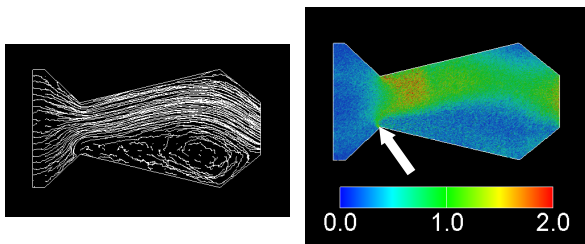


図 2 推力偏向角度の時間変化（ノズル A、二次噴流注入）



(a) 流線 (b) マッハ数分布

図 3 ノズル内流れ場

(ノズル A, 二次噴流注入, $t=37.5$)

る分子の選択, 衝突後の散乱方向の決定に用いられる.

図 2 から明らかなように, 推力偏向角度 δ の値は時刻 $t=15$ あたりまでは複雑な変動を示すが, $t > 15$ ではほぼ一定値 $\delta \approx -19.0^\circ$ となる (推力ベクトルが x 軸の負方向から時計回りに偏向したので, δ は負の値となった). ノズル内全域で真空の初期状態から計算をスタートさせているので, $t < 15$ での変動は過渡現象に相当し, その後はほぼ定常な状態が実現している. また, シミュレーションに用いた乱数列の値によらず, δ の時間変化はほぼ同じ傾向を示している. そのうち 1 ケースの定常状態 ($t=37.5$) でのノズル内の流線とマッハ数分布をそれぞれ図 3 (a) と図 3 (b) に示す. 両図において, 左側がノズル入口, 右側がノズル出口で, 二次噴流は下側のノズル壁の第一スロートのわずかに左側 (矢印の位置) から注入している. 図 3 (a) から明らかなように, 二次噴流のために主流が第一スロート付近で下側の壁から大きく剥離し, 主流全体が上方に押しやられているが, 第二スロート手前の縮流部で上側の壁から下向きに押し返されて, ノズル出口から右下方向に噴出し, その結果推力が左上方向に偏向している様子を読み取れる. また, 図 3 (b) から明らかなように, ノズル内の大部分の領域で流れは亜音速あるいは遷音速となっている.

これらの結果は, 他の研究機関における実験結果¹⁾や数値解析結果²⁾と同じ傾向を示している.

3.2 基本形状 (ノズル A) で二次噴流なしのケース

ノズル A で二次噴流を注入しないケースの計算を行い, 推力偏向角度 δ の時間変化を算出した結果を図 4 に示す. 図 2 と同様, シミュレーションに用いた乱数列の値を 10 通り設定した上で, それぞれ計算を実行した結果を重ねて表示している. 図から明らかなように, 時刻 $t=13$ 付近まではいずれのケースでも δ はほぼ 0° であるが, $t > 13$ で乱数列の値により δ が正又は負の値を取る場合があり, その絶対値は最大で約 5° に達している. ノズル形状, 流入条件とも上下対称に設定しているにも拘らず, 推力ベクトルの方向が対称軸から偏向しており, しかも乱数列という偶発的な要因により偏向の向きや大きさが様々に変化している.

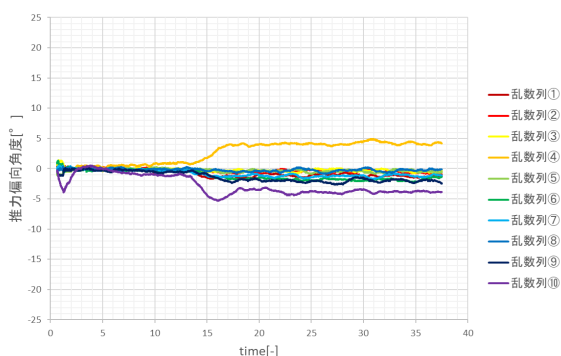
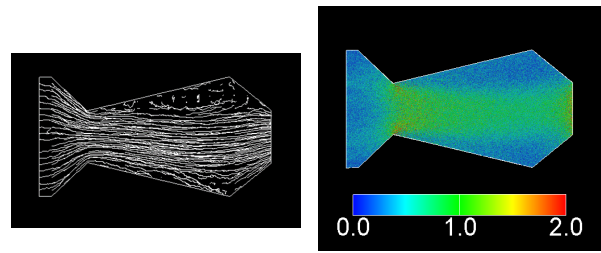


図 4 推力偏向角度の時間変化 (ノズル A, 二次噴流なし)



(a) 流線 (b) マッハ数分布

図 5 ノズル内流れ場

(ノズル A, 二次噴流なし, 乱数列 4, $t=37.5$)

大きな偏向角の絶対値が得られた乱数列 4 のケースについて, 十分時間が経過した後 ($t=37.5$) のノズル内流線を図 5 (a) に示す. ノズル内に上下非対称な剥離領域が発生していることが明確に読み取れる. また, 同じケースにおけるノズル内マッハ数分布を図 5 (b) に示す. ノズル内の全域で亜音速あるいは遷音速となっている点は, 二次噴流を注入した場合 (図 3 (b)) と同様である. なお, 逆方向に偏向したケース (乱数列 10) においては, 図 5 (a) とは逆に下側の剥離領域の方が大きくなっていることが確認された.

前述のように, シミュレーションの計算過程や計算結果には統計的揺らぎが含まれていて, この揺らぎは現実の流れ場よりも拡大されている. 一方で, 現実の流れ場には本シミュレーションでは考慮していない巨視的乱れも存在し, 揺らぎと同様の効果をもたらす得るので, 上記の非対称性は現実の流れにおいても生じる可能性がある. 本ケースと形状は異なるが, 対称な二次元形状の管の急拡大部を通過する非圧縮流が非対称な剥離領域を生じる現象は実験的にも確認されている^{4,5)}. 一般に拡大部では剥離が生じやすく, 境界形状が流路の中心線に対して対称であっても, 剥離領域も対称となる拘束条件が課せられている訳ではない. 実際, レイノルズ数があまり小さくなければ, 非対称な剥離領域を持つ解が存在することが数値解析により示されている^{4,6)}. 当然そのような解は, もし存在するなら, 1 種類の境界条件に対し最低でも 2 つはあるはずである. なぜなら, ある非対称な解に対し, 流路の対称面に関するその解の鏡像も別の解となるからである. 一般に解の数はレイノルズ数とともに増加する. さらに乱流のケースも想定すれば, 膨大な数の解, 即ち剥離パターンがあっても不自然ではない. 個々の流れ場がどの解に向かうかは, 流れ場に存在する微細な乱れや揺らぎ或いは壁面のわずかな凹凸により左右される.

さらに, 本研究で扱う流れ場のように圧縮性が無視できない高速流の場合, 仮に広がり部で剥離しない流れが実現していても, 流速が音速以下であれば流路の広がり部で流れが減速して逆圧力勾配が生じ, 流体は下流への移動とともに体積が縮小する. 流路の広がりと流体体積の縮小が同時に起こる状況下では, 剥離しない流れの継続は難しく, 何かのきっかけで剥離流に移行するのは自然の成り行きと言えるだろう. その際に, 剥離領域が非対称な形状となる解が存在すれば, 流れ場がそちらに移行することがあっても不自然ではない.

推力方向制御装置 (TVC) においては, 「推力が偏向すべき時に偏向する」と同時に「偏向すべきでない時には偏向しない」ことが必要不可欠である. 仮に本研究で確認されたような「二次噴流停止時に偶発的な要因により生ずる推力偏向」が現実にも起こり得るなら, デュアルスロートノズルを用いた TVC が成立するかどうかに関わる重大な問題となる可能性がある.

3.3 第二スロートを広げた形状 (ノズル B) で二次噴流なしのケース

上述のように, 基本形状 (ノズル A) では第一スロート下流の広がり部で流速が音速以下のため剥離が生じやすく,

その結果非対称な流れ場に移行するケースがしばしば現れていると推測される。そこで、その位置での流れが超音速となるようにすれば、剥離が起こりにくくなるので、流れ場の非対称化も防げる可能性がある。なぜなら、超音速流では広がり部で加速して順圧力勾配が生じ、流体は下流への移動とともに膨張するので、たとえ流路が広がっても、流路一杯に流体が膨らむ形で剥離のない流れが実現しやすくなるからである。このような予測に基づき、ノズル A の第二スロート断面積を第一スロートの 1.66 倍 ($L_2=0.72$) に拡大した形状 (ノズル B) を用いて、二次噴流なしのケースでのシミュレーション計算を実施した。得られた推力偏向角 δ の時間変化を図 6 に示す。図 2、図 4 と同様にシミュレーションに用いた乱数列を 10 通りに設定してそれぞれの計算結果を図中に示した所、予想通りすべてのケースで δ はほぼ 0° となった。ノズル A で二次噴流なしの場合に複数のケースで偏向が現れ始めた時刻 ($t \approx 13$) の 3 倍近い時刻 ($t=37.5$) まで計算を行ったが、偏向は事実上現れていない。時刻 $t=37.5$ でのノズル内の流線とマッハ数分布の例を、それぞれ図 7(a) と図 7(b) に示す。図 7(a) から明らかなように、流線はほぼ上下対称で、剥離領域は見られない。また、マッハ数分布 (図 7(b)) より、第一スロート下流側の広い範囲で流れは超音速となっており、ノズルが最大断面積となる位置の少し上流側に衝撃波が発生し、その下流側では亜音速となっている。

一次元流の理論からは、第一スロートの下流側全域で超音速流となる可能性も考えられたが、計算を実施したすべてのケースで図 7(b) と同様に衝撃波が現れて、超音速領域と亜音速領域が併存していた。この時、第一スロートと第二スロートの双方で流れが音速に等しくなっていると考えられる。連続した流管においては、流れが音速となる断面積は、それぞれの位置での総圧に反比例する。即ち、両スロートでマッハ数が 1 の場合、

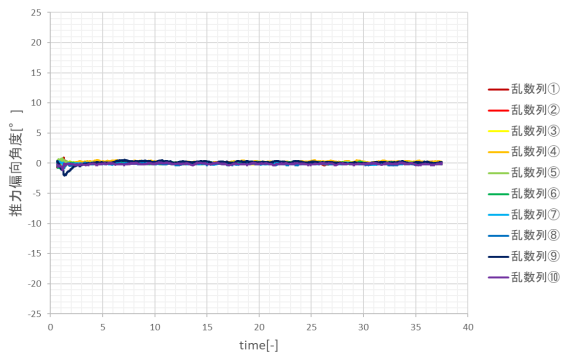
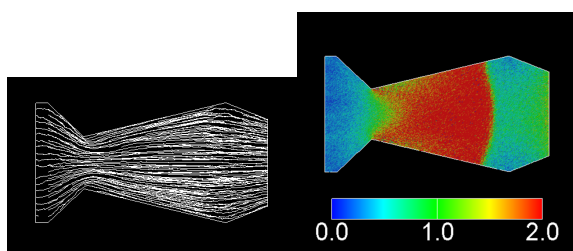


図 6 推力偏向角度の時間変化 (ノズル B, 二次噴流なし)



(a) 流線 (b) マッハ数分布
図 7 ノズル内流れ場 (ノズル B, 二次噴流なし, $t=37.5$)

$A_1^*/A_2^* = p_{02}/p_{01}$ (3) が成立している⁷⁾。ここで、 A_1^* 、 A_2^* はそれぞれ第一、第二スロート断面積、 p_{01} 、 p_{02} はそれぞれ第一、第二スロートでの総圧である。一方、(3)式右辺の総圧比 (総圧損失により 1 以下となる) が 1 つの衝撃波により生じているとすれば、Rankine-Hugoniot の関係式などから $p_{02}/p_{01} = \{1 + 2\gamma(M_1^2 - 1)/(\gamma + 1)\}^{-1/(\gamma - 1)}$ $\times \{(\gamma + 1)M_1^2 / \{(\gamma - 1)M_1^2 + 2\}\}^{\gamma/(\gamma - 1)}$ (4) が導出される⁷⁾。ここで、 M_1 は衝撃波上流マッハ数、 γ は比熱比で、本シミュレーションでは剛体球モデルを用いているので、 $\gamma = 5/3 = 1.67$ となる。一次元定常流理論でシミュレーション結果を解釈すれば、両スロートの面積比から(3)式により定まる総圧比に相当する総圧損失が生じるような衝撃波が発生することになる。その総圧比を(4)式左辺に代入して得られる衝撃波上流マッハ数 M_1 となるノズル断面積 A_s の位置に衝撃波が立つ。ここで、第一スロートから衝撃波まで等エントロピー流とすると、 $A_1^*/A_s = M_1 \{2 + (\gamma - 1)M_1^2\} / (\gamma + 1)^{-1/2(\gamma - 1)}$ (5) により A_s が定まる。図 7(b) に現れた衝撃波の位置におけるノズル幅は、ノズル B における A_1^*/A_2^* の値と(3)~(5)式を用いて算出した A_s の理論値とほぼ一致しており、その誤差は約 2% であった。

以上のことから、ノズル B のように第二スロート断面積を第一スロートよりも広げることにより、広がり部での剥離を防ぐことができ、前節で指摘した「二次噴流停止時に偶発的要因により生ずる推力偏向」の可能性が排除できることが判明した。即ち、TVC 成立のための一つの要件「偏向すべきでない時には偏向しない」を満たすための方法が提案できた。

なお、本節で示した計算ケース (ノズル B, 二次噴流なし) での定常状態における推力の大きさの平均値は、3.2 節のケース (ノズル A, 二次噴流なし) での定常状態における値の約 1.03 倍であった。ノズル B においてはノズル内に衝撃波が存在しているにもかかわらず、衝撃波の存在しないノズル A のケースとほぼ同じ推力が得られている。一般に、ノズル壁面等との摩擦や熱伝達の影響が十分小さければ、衝撃波の存在による推力の損失は発生しない。その理由は、衝撃波の両側で総温度が同一である⁷⁾ ことによる。従って、ノズル A とノズル B とを、ノズル入口の条件 (流入流の速度、密度、温度、入口幅) を同一にして比較した場合、ノズル壁面等との摩擦や熱伝達の影響が十分小さければ、マッハ数が同一の値 1.0 となる第二スロートにおける温度も両ノズルで同一の値となり、その結果、第二スロートでの音速及び流速もそれぞれ両ノズルで同一の値となるので、単位時間当りに第二スロートを通過する運動量、即ち推力の大きさが両ノズルで同一の値となる。本節のケースと 3.2 節のケースでの推力の大きさのわずかな違いは、衝撃波以外の要因 (例えば、剥離領域の効果など) によるものと推定される。

3.4 第二スロートを広げた形状 (ノズル B) における推力偏向の確認

次に、ノズル B において TVC 成立のためのもう一つの要件「偏向すべき時に偏向する」を確認するため、二次噴流を注入した場合のシミュレーション計算を行った。ここで、二次噴流の条件 (注入位置 x_s 、注入角度 ϕ_s 、流量比 r_s 、他) は、3.1 節のノズル A の場合と同じ設定とした。乱数列の値を 10 通りに設定して計算し得られた推力偏向角 δ の時間変化を図 8 に示す。図から明らかなように、ごく初期の時刻 ($t < 5$) を除いて δ の値はほぼ 0° となり、推力偏向は事実上起っていない。時刻 $t=37.5$ でのノズル内の流線とマッハ数分布をそれぞれ図 9(a) と図 9(b) に示す。

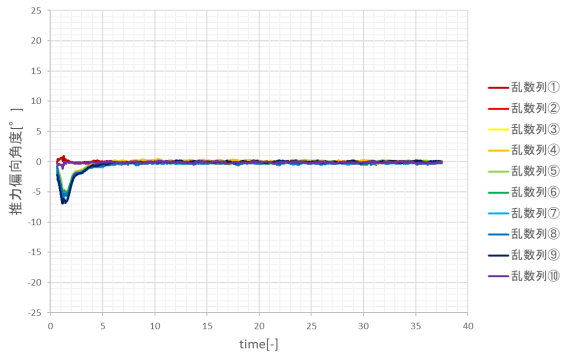
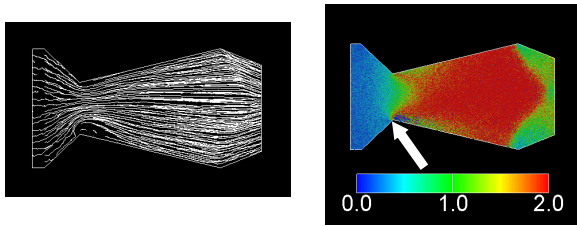


図 8 推力偏向角度の時間変化
(ノズル B, 二次噴流注入)

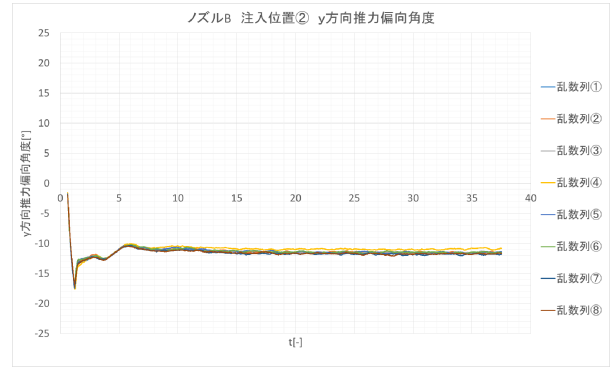


(a)流線 (b)マッハ数分布
図 9 ノズル内流れ場
(ノズル B, 二次噴流注入, $t=37.5$)

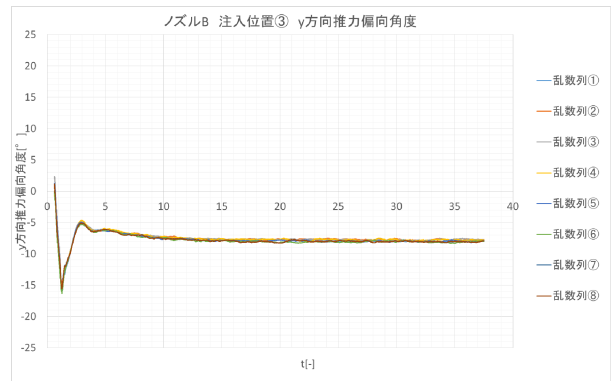
図 9(a)から明らかなように、二次噴流注入位置で主流はわずかに剥離しているが、広がり部の 3 分の 1 ほど進んだ所で流線は下側の壁面に再附着しているように見え、それより下流では剥離領域が確認できず、ほぼ上下対称な流れ場となっている。また、マッハ数分布 (図 9(b)) より、二次噴流なしの場合 (図 7(b)) と同様に、衝撃波を挟んで超音速領域と亜音速領域とが併存している。ただし、衝撃波の位置は図 7(b)よりも下流で、ノズル最大断面積位置付近で下流方向に凸の曲面形状をなしている。今回のケースは、前節の「二次噴流なし」の場合のような一次元流理論での解釈は困難であるが、第一スロートと第二スロートの双方で音速条件が成立し、それに整合する総圧損失を生じる位置に衝撃波が立つというメカニズムは前節と同様と考えられる。

今回のケースでは、「超音速領域では流れが剥離しにくい」という特性がマイナスに働いて、推力が偏向すべき時に偏向しないという結果が出ていると言える。デュアルスロートノズル (DTN) を用いた TVC は、剥離現象を積極的に利用するものであるが、二次噴流注入の下流側に超音速領域が広がっていれば、ノズルの広がり部において主流を構成する流体が激しく膨張するため、二次噴流による剥離領域があまり広がることはなく、流れの偏向も殆ど起っていないと解釈できる。

そこで、二次噴流注入の近辺および下流側が亜音速領域となるように、第一スロートよりも下流側の 2 箇所 ($x_s=1.17$ および 1.49) にそれぞれ注入位置を設けたケースの計算を行った。ここで、 $x_s=1.17$ は図 7(b) (二次噴流なしの時のマッハ数分布) における衝撃波位置の少し上流側、 $x_s=1.49$ は衝撃波位置の少し下流側に相当する。以下では、前者の注入位置を②、後者の注入位置を③、図 8, 9 の計算における注入位置 (3.1 節のノズル A の場合と同じ位置) を①で示す。また、注入位置以外の二次噴流の設定条件は、3.1 節のノズル A の場合と同じにした。図 10(a), (b)に、それぞれ注入位置を②, ③の位置に設けたケースにおける推力偏向角 δ の時間変化を示す。図より両ケースで

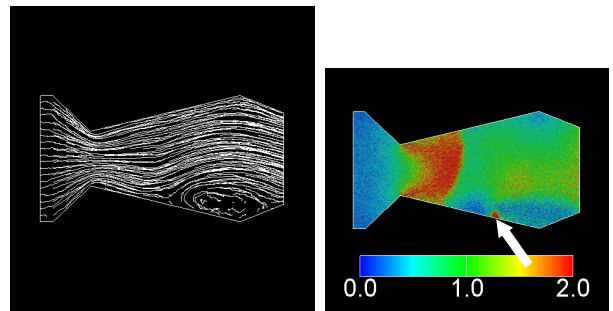


(a) 広がり部② ($x_s=1.17$) への注入

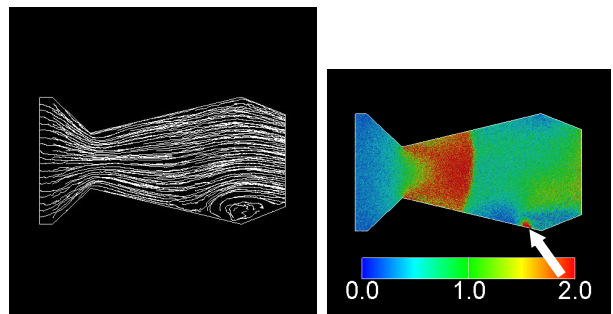


(b) 広がり部③ ($x_s=1.49$) への注入

図 10 推力偏向角度の時間変化
(ノズル B, 広がり部への注入)



(a) 広がり部② ($x_s=1.17$) への注入



(b) 広がり部③ ($x_s=1.49$) への注入

図 11 ノズル内流れ場
(ノズル B, 広がり部への注入)

乱数列の値によらず $t > 15$ で δ はほぼ一定となり、その定常値は②の場合に約 -12.3° 、③の場合に約 -7.3° であった。図 11(a), (b)には、それぞれ②、③の位置に注入した場合の定常状態 ($t=37.5$)における流線とマッハ数分布を示す。図から明らかなように、下半分の凹部付近に剥離領域が現れ、その結果、主流がノズル出口から右下方向に噴出している。剥離領域は、②の位置に注入した場合の方がやや大きくなっている。また、②、③いずれのケースでも、衝撃波は二次噴流を注入しない時 (図 7(b)) よりも上流側に移動し、その結果、両ケースとも亜音速領域に注入することになり、その近辺での剥離が起りやすくなっている。

ここで、衝撃波が上流方向に移動するメカニズムは、次のように理解できる。これらのケースでは、二次噴流は第一スロートを通過しないが、第二スロートを通過する流れには含まれる。主流の立場に立つと、第一スロート通過時には全断面積を占有できるが、第二スロートではその断面積の一部を二次噴流として注入された流れに譲ることになる。従って、(3)式における A_1^* と A_2^* をそれぞれのスロートで主流が利用できる断面積と読み替えると、前者は本当の断面積に等しいが、後者は本当の断面積より小さくなる。その結果、(3)式左辺の値が二次噴流なしの場合よりも増加し、総圧比 p_{02}/p_{01} の値も大きくなる。即ち、(両総圧値を整合させる) 衝撃波での総圧損失が小さくなるので、より弱い衝撃波で済むようになり、衝撃波上流マッハ数 M_1 がより小さな値となる位置、つまりノズル内のより上流側に移動することになる。

以上の結果、ノズル B において二次噴流注入口を第一スロートよりも下流側の衝撃波位置 (注入なしの時の位置) 近辺に設けると、二次噴流注入時に推力が偏向し、TVC 成立のための 1 つ目の要件「偏向すべき時に偏向する」を満たすことが判明した。ノズル B は、TVC の 2 つ目の要件「偏向すべきでない時には偏向しない」を満たす形状として前節で提案したものであるので、上述の結果は「1 つ目の要件を犠牲にすることなく、2 つ目の要件を満足する方法」が提案できたことを意味する。

なお、本報告ではページ数の制約により割愛したが、第二スロート幅をノズル A とノズル B の中間の値 ($L_2=0.58$, 第一スロート幅の 1.33 倍) に設定して、二次噴流注入口を上と同様にノズル広がり部に設定した場合には、推力偏向角が約 -16.7° (ノズル A の 88%) まで拡大することが確認できた。

3.5 ヒステリシスの可能性

次に、ノズル B で二次噴流注入口を前述の①、②、③の位置に設けたそれぞれのケースにおいて、 $t < 37.5$ では二次噴流を注入せず、 $t=37.5$ で突然注入を開始し、その後は注入し続けた場合の推力偏向角 δ の時間変化を算出した。ここで、注入位置以外の二次噴流の設定条件は、3.1 節のノズル A の場合と同じにして、乱数列はそれぞれのケースで 1 種類のみとした。注入口を①に設けた場合は、注入開始前 ($t < 37.5$) は δ の値はほぼ 0° であったが、開始後は $t=42$ あたりからほぼ定常値 $\delta \approx -2^\circ$ となった。ここで、初期時刻から注入していた場合には、前述のように $t > 5$ で定常値 $\delta \approx 0^\circ$ を示していた (図 8 参照) ことは注目に値する。ノズル形状・二次噴流注入位置ともに同じ条件でありながら、それまでの経歴により異なった流れ場が出現するヒステリシス現象が起っている可能性があり、さらなる詳細検討を要する。次に、注入口を②あるいは③に設けた場合は、 $t=37.5$ の注入開始後すぐに偏向が起り、 $t=45$ までに δ がほぼ定常な値となった。 δ の定常値は、②の場合には約 -11.8° 、③の場合には約 -7.9° である。これらのケースでは、 $t=0$ から二次噴流を注入した場合 (3.4 節

参照) と僅かに δ の値が異なっているが、それだけではヒステリシスが現れているとは言い切れない。

4. 結論

二次元デュアルスロートノズルに二次噴流を注入する方式の推力方向制御装置 (TVC) について、ノズル内の流れ場を DSMC 法により数値解析し、流れ場の特性や TVC としての性能を調査した。得られた結果は以下の通りである。

- 1) 第一スロートと第二スロートの断面積を一致させたノズル形状 (ノズル A) の第一スロート付近に二次噴流を注入することにより、定常状態において推力が約 19° 偏向することが確認された。
- 2) ノズル A に二次噴流を注入しない場合に、流れ場に存在する揺らぎ等の偶発的要因により、意図しない推力偏向が発生する可能性が判明した。偏向角の大きさは最大で約 5° に達し、偏向時にはノズル内に非対称な剥離領域が現れている。
- 3) 第二スロート断面積を第一スロートの 1.66 倍に拡大したノズル形状 (ノズル B) を用いると、二次噴流停止時の意図しない推力偏向が防げることが判明した。この時、ノズル内の広がり部に衝撃波が発生し、第一スロート下流側の流れは超音速となっていて、剥離領域は見られない。
- 4) ノズル B において、推力偏向の目的で第一スロート付近に二次噴流を注入した場合、ほとんど偏向しないことが判明した。この時、二次噴流による剥離領域は小さく、ノズル下流部では流線はノズル中心線に対して、ほぼ対称となっている。
- 5) ノズル B において、二次噴流注入口を第一スロートよりも下流の広がり部に設定すると、 10° 前後の推力偏向が生じた。この時、二次噴流注入なしの場合よりも衝撃波が上流に移動し、注入口付近では流れが亜音速となっていて、その下流側に剥離領域が広がっている。
- 6) ノズル B を用いた計算結果の一部に、ヒステリシスと見られる現象が現れた。

参考文献

- 1) Flamm, J. D., Deere, K. A., Mason, M. L., Berrier, B. L. and Johnson, S. K.: Experimental Study of an Axisymmetric Dual Throat Fluidic Thrust Vectoring Nozzle for Supersonic Aircraft Application, AIAA Paper, 2007-5084, Hampton, VA, USA, 2007.
- 2) Shin, C. S., Kim, H. D., Setoguchi, T. and Matsuo, S.: A Computational Study of Thrust Vectoring Control Using Dual Throat Nozzle, J. Thermal Science, **19**, 6 (2010), pp.486-490.
- 3) Bird, G. A.: Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows, Oxford Science Publications, 1994.
- 4) Fearn, R. M., Mullin, T. and Cliffe, K. A.: Nonlinear Flow Phenomena in a Symmetric Sudden Expansion, J. Fluid Mech., **211** (1990), pp. 595-608.
- 5) Durst, F., Pereira, J. C. F. and Tropea, C.: The Plane Symmetric Sudden-Expansion Flow at Low Reynolds Numbers, J. Fluid Mech., **248** (1993), pp. 567-581.
- 6) 中西助次, 桜井元康, 小田伸剛: 二次元対称急拡大流路内流れの非対称流に関する数値的研究, 広島工業大学研究紀要, **30** (1996), pp. 37-43.
- 7) リーブマン・ロシュコ著, 玉田瑠訳: 気体力学, 吉岡書店, 1960.