ロケット用超音速ノズルの形状が過膨張時の 流れのはく離に及ぼす影響*

米澤 宏一^{*1}, 山下 是知^{*2}, 辻 本 良 信^{*3}
渡 邊 泰 秀^{*4}, 横 田 和 彦^{*5}

Effect of Nozzle Contour on Flow Separation in Overexpanded Rocket Nozzles

Koichi YONEZAWA^{*6}, Yukinori YAMASHITA, Yoshinobu TSUJIMOTO,
Yasuhide WATANABE and Kazuhiko YOKOTA

^{*6} Department of Mechanical Science and Bioengineering,
Graduate School of Engineering Science, Osaka University,
1-3 Machikaneyama-cho, Toyonaka-shi, Osaka, 560-8531 Japan

In the present paper, parametric numerical analyses of the separated transonic flows in overexpanded rocket nozzles are conducted. Several types of nozzles are examined numerically to clarify the detailed mechanisms of the occurrence of restricted shock separation (RSS) in the compressed truncated perfect (CTP) nozzle. The parameter of the nozzle contour examined is its length and compression factor. In the CTP nozzle with large length and small compression factor, a positive pressure gradient is formed downstream of the Mach disk before the occurrence of RSS. Under the positive pressure gradient, the flow which passed through the Mach disk rolls up and forms a large vortex ring around the central axis of the nozzle. The vortex ring pushes the separated jet to the nozzle wall and results in RSS.

Key Words: Nozzle, Transonic Flow, Separation, Numerical Analysis, Restricted Shock Separation

1. 結 言

国産ロケット H-IIA のメインエンジン LE-7A に代表される大型液体ロケットエンジンでは、近年、高効率化、コンパクト化のためにノズルの形状の改良が行われている。スペースシャトルメインエンジン(SSME)やアリアンVロケットの Vulcain エンジンには Thrust Optimized (TO) ノズルと呼ばれる形状が用いられ、日本の LE-7A には Truncated Perfect (TP) ノズルを軸方向に圧縮した Compressed Truncated Perfect (CTP) ノズル⁽¹⁾と呼ばれる形状が用いられている。このように様々な手法により決定される新形状を用いる理由は、従来のエンジンに用いられてきた、ノズル出口で一様な速度分布を持つ Perfect ノズルの下流部分を切り取った TP ノズルでは、ノズル全長が大きく軽量化の障害となるためである。しかし、新形状を用いると、エンジンの起動・停止の過渡段階において、これまで観察されなかった過大な横力やノズル壁面を構成す

る再生冷却チューブの焼損といった新しい問題が生じるようになった⁽²⁾⁽⁴⁾。これらの問題は燃焼室圧力が特定の範囲にあるときに、衝撃波・境界層干渉により生じた流れのはく離が特殊な状態に変化することで生じることが、過去に多数報告されている⁽²⁾⁽¹¹⁾。

ロケットノズルの過膨張時における流れのはく離形態は2つに分類される。図1にこれらのはく離形態を示す。図1(a)は、Free Shock Separation (FSS)と呼ばれるはく離形態で、はく離した流れが、はく離点下流でノズル壁面に再付着することなくノズル外部に流出していく形態である。FSSは従来型の TP ノズルや、固体ロケットブースターに用いられている円錐型ノズルをはじめ、TO ノズル、CTP ノズルなどほぼ全てのベル型ノズルにおいて生じる。一方、図1(b)は、Restricted Shock Separation (RSS)と呼ばれるはく離形態で、はく離した流れがはく離点のすぐ下流で、壁面に再付着する特殊な形態である。RSSは、TO ノズルや CTP ノズルなどの一部のノズル形状において特定の NPR (ノズル圧力比=(ノズル入口全圧)/(背圧))で発生する。そして、RSSの発生が前述の問題の原因となっている。

第1の問題である起動・停止時の横力については次のような現象によることが確認されている。起動時を例にとると、はじめ、NPR が小さなきときにははく離

* 原稿受付 2004 年 9 月 29 日。

^{*1} 正員、大阪大学大学院基礎工学研究科(☎560-8531 豊中市待兼山町1-3)。

^{*2} 大阪大学大学院基礎工学研究科。

^{*3} 正員、フェロー、大阪大学大学院基礎工学研究科。

^{*4} 宇宙航空研究開発機構(☎891-3793 鹿児島県熊毛郡南種子町大字基永字麻津)。

^{*5} 正員、名古屋工業大学大学院(☎466-8555 名古屋市昭和区御器所町)。

E-mail: yonezawa@me.es.osaka-u.ac.jp

Fig. 1 Separation pattern in overexpanded nozzle

Fig. 2 Computational grid (meridian plane)

は FSS となっている。そして NPR が上昇すると、周方向に不均一に RSS が発生し、このときのノズル壁面における圧力の偏りにより、横力が発生する。その後、さらに NPR が上昇し、RSS の再付着点がノズル出口に達して再び FSS に戻るときにも、はく離形態は周方向に不均一に遷移し、横力が発生する。停止時にも同様に横力が発生する。

第2の問題であるノズル壁面の焼損についても RSS が大きく関与していることが確認されている。すなわち、RSS が生じると、図 1(b)のように超音速ジェットが壁面に付着する。このジェット内部には衝撃波が形成されるため、壁面近傍には高温・高圧の領域が形成され、ノズル壁面に損傷を与えるのである。

以上のように RSS はロケットノズルにとって問題を引き起こす現象であるといえる。これまでのところ、RSS の発生機構については主に TO ノズルについて調査されている⁽⁵⁾⁻⁽⁸⁾。TO ノズルなどでは、図 1(b)のようにスロート近傍から生じる圧力波が集合して形成された Internal shock とマッハディスクが干渉し、マッハディスクは大きく湾曲して Cap shock となる。Frey ら⁽⁵⁾によれば、Cap shock 下流には中心軸から壁面に向かう流れが生じるため Cap shock の端から生じる超音速ジェットが壁面に押し付けられ RSS が発生するということである。

これまでのところ、LE-7A に用いられている CTP

Table 1 Numerical Schemes

Convective term	AUSMDV ⁽¹³⁾ with 2nd order MUSCL interpolation
Viscous term	2nd order central difference
Time integration	Backward three-point difference and LU-SGS ⁽¹⁴⁾ sub-iteration

ノズルに関しても研究が行われているが⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾、CTP ノズル内部の流れ場は TO と異なる点も多い。例えば、CTP ノズルでは極端に圧縮しない限り、TO ノズルのように強い Internal shock が形成されず、その結果、Cap shock の形状も TO ノズルとは異なる。また、CTP ノズルでは Cap shock が発生しても必ずしも RSS が発生するわけではないことも知られている。このように CTP ノズルに関しては、RSS の発生に関して未解明な点が残されており、より詳細に検討することが必要であると考えられる。また、ノズルの形状は流れ場に大きく影響を与えるが、CTP ノズルの形状と流れ場、特に過膨張時のはく離形態に関する系統的な研究例はほとんど見られない。そこで、本研究ではノズル全長や圧縮係数をパラメータとした数種類の CTP ノズルを用いて数値計算を行い、RSS の発生にこれらの形状パラメータが及ぼす影響を調べると共に、CTP ノズル内部での RSS 発生時の流れ場を詳細に調べた。ただし、3次元非定常数値計算をパラメトリックに行うことは、ハードウェア、計算時間の両面で困難であるので、本研究では流れ場の非対称性に関する議論は行わず、流れ場の基本的な性質、特に RSS の発生機構に注目し、軸対称を仮定した数値計算を行った。

2. 主 な 記 号

C : CTP ノズルの圧縮係数

ε : ノズル断面積比(膨張比)

L : ノズルのスロートからノズル出口までの長さ

r : 半径方向位置

r_i : スロート半径

x : 軸方向位置

NPR : ノズル圧力比 (ノズル入口全圧)/(背圧)

(*) : スロート半径で無次元化した値

3. 研 究 手 法

本研究では流れ場を軸対称と仮定して非定常数値計算を行うことによりノズル内流れを解析した。数値計算では Favre 平均化した Navire-Stokes 方程式を支配方程式とし、流れ場は全て乱流と仮定して、乱流モデルには Spalart-Allmaras モデル⁽¹²⁾を用いた。また、離散化は有限差分法に基づいて行った。各項の離散化手法を表 1 に示す。ただし、本研究で用いた計算コード

(a) Wind tunnel

(b) Contour of experimental nozzle

Fig. 3 Experimental apparatus

は3次元計算用なので、計算格子は図2に示す子午断面を周方向に3面、 5° ずつ配置し、中央の面を計算面、両側の面はスリップ面として軸対称を仮定した流れ場を計算した。また全ての計算において時間刻みは $2.0\mu s$ とした。

実際のロケットノズルの作動流体は酸素と水素などの燃焼ガスであるが、燃焼の影響を考慮すると解析が複雑となる。そこで本研究では流れを定性的に調べるため、解析を簡略化し、作動流体には空気を用いた。

4. 計算コードの検証

前節で示した手法を用いて構成した計算コードの性能を確認するために、まずサブスケールモデルを用いた実験との比較を行った。

4.1 実験の概要 図3に実験に用いた風洞の概略図およびノズル形状を示す。風洞は吸い込み式風洞となっており、全体を1kPa程度まで減圧させた後、電磁弁を開くことでノズル流れを作り出す。ただし、起動は非常に短い時間(0.01s程度)で行われるため、計測や記録が困難であった。そこで停止時の流れ場について計測を行った。図3(b)に示すように軸方向に3点で圧力を計測すると共に、シュリーレン法により流れ場を可視化し、高速度ビデオを用いて10,500FPSで記録した。実験で計測したNPRの範囲は約100から10

Fig. 4 Schlieren snapshot (upper; Exp.) and distribution of density gradient in radial direction (bottom; CFD)

までの約10秒間である。なお、実験で用いたノズルは $C=65\%$ (式(1))、 $\varepsilon=25$ のCTPノズルである。

4.2 数値計算の概要 計算領域の半径はテストセクションと同じ200mm、全長は1800mmとした。なお、計算格子はCoarse gridとして半径方向に70点、軸方向に約320点(うちノズル内部に約240点)の合計約22,400点配置したものと、Fine gridとして半径方向に150点、軸方向に600点(うちノズル内部に約450点)の合計90,000点配置したものの2種類を用いた。これらの格子で得られた結果はほぼ一致しており、解の格子依存性はCoarse gridで解消されていることが確認された。ただし、本報ではFine gridで得られた結果を示す。

次に境界条件としては、入口境界では全圧100kPa、全温290Kを与え、出口境界では静圧を1kPaから20kPaまで1.0sで直線的に上昇させた。壁面は断熱・non-slip壁として扱った。

4.3 実験結果と数値計算結果の比較 図4に実験で得られたノズル出口近傍のシュリーレン写真と数値計算で得られた半径方向の密度勾配分布を示す。図4上図のようにNPRが約50の時には剥離形態はFSSとなっており、このとき、計算結果、実験結果ともにノズル出口下流では流れは半径方向にやや内向きになっている。次に図4下図では、RSSが発生しているので、流れはノズル内壁面沿うため、実験・数値計算共にノズル出口近傍で流れが半径方向に外向きとなり、その下流で内向きとなっている。

図5に図3(b)で示したA~Cの3点におけるNPRに

Fig. 5 Comparison of wall pressure versus NPR between measurement (left) and CFD (right)

対する壁面圧力の変化を示す。ただし、停止時であるので時間は図の右から左へ流れている。両者ともいくつかの圧力のピークが観察される。図中に対応するピークを a～g で示した。計算結果により、これらのピークは RSS の発生によるジェットの再付着に伴い、図 1 で示したような複雑な圧力波構造に起因するものであることを確認した。このような圧力のピークは RSS 発生時の大きな特徴の 1 つで多くの文献^{(5)・(11)}でも報告されている。まず、計測点 A を比較すると実験、計算共に目立ったピークは確認されない点では一致しているといえる。ただし、圧力が上昇し始める NPR が実験ではおよそ 20 であるのに対し、計算では約 18 となっている。これは計算では剥離点が下流に予測されているためと考えられる。計測点 B について比較すると、ピーク e, f は高さがやや異なるものの、発生する NPR が実験、計算ではほぼ一致している。ピーク g は RSS から FSS へ戻る直前に発生しているものであるが、計算結果では実験結果に比べて低 NPR で発生している。時間で説明すると計算結果では RSS から FSS への遷移が遅れていることになる。これは計測点 A の結果でも見られたように剥離点を下流に予測しているためであると考えられる。計測点 C についても計算結果のピークの位置が実験結果に比べて低 NPR 側に寄っている。以上のように、剥離点の位置を下流に予測しているために、ピークが発生する NPR に CFD 結果と実験結果で相違が生まれると考えられる。

しかし、ピークそのものは実験と計算結果で対応を取ることができることから、計算でも全体的な流れ場の変化の傾向は捕らえられていると考えられる。

Table 2 Configurations of computational nozzles

Contour	L^*	C (%)	ε
Base perfect	49	-	49
TP	20	100	34.8
CTP85L	20	85	38.4
CTP80L	20	80	39.7
CTP70L	20	70	42.3
CTP70S	13.3	70	32.5

以上より、剥離点の位置の予測精度に問題はあるものの、定性的な評価を行ううえで本コードは十分な性能を持つと考えられる。

また、起動時に関しても、別報⁽¹⁵⁾で、同程度の定性的な一致を確認した。

5. ノズル形状と流れ場との関係

5.1 ノズル形状 本研究では計算対象として CTP ノズルおよび TP ノズルを用いた。そして、CTP ノズルの圧縮量やノズル全長(下流部分の切り取り量)の異なる複数のノズル形状について計算を行うことにより RSS 発生への影響を調べた。図 6 に本研究で用いたノズル形状を、表 2 にノズル形状のパラメータの値を示す。それぞれのノズルの設計手順は以下のとおりである。

i) 計算対象である全てのノズルの基本となる Base Perfect (BP) ノズルを特性曲線法により決定する。本研究で用いた Perfect ノズルはスロート半径 $r_t = 150$ mm, 断面積比 $\varepsilon = 49.0$ で、スロート半径で無次元化したスロートからノズル出口までの長さが $L^* = 49.0$ となる形状とした。特性曲線法に用いた比熱比は空気と同じ $\gamma = 1.4$ である。なお、ノズルのスロート半径は実機と同程度の値として決定した。そして、BP ノズルの出口端を切除したものを TP ノズルと称する。

ii) 上記 BP ノズルに対して次式で与えられる圧縮係数 C を与えて Compressed Perfect (CP) ノズル形状を決定する。

$$C = \frac{\text{Axial location of CP nozzle contour from throat}}{\text{Axial location of BP nozzle contour from throat}} \times 100 \quad (\%) \quad \dots (1)$$

式(1)は圧縮係数 C の値が小さくなるほど輪郭の圧縮量が大きくなることを示している(本研究では CP ノズル自体は計算対象としない)。

iii) 最後に CP ノズルを特定の長さ L^* になるように下流部分を切断し、CTP ノズル形状を決定する。本研究では短ノズルについては $L^* = 13.3$ 、長ノズルについては $L^* = 20.0$ になるように切断した。

上記の手順で決定したノズルを用いて、最初にノズルの下流部切断量、つまりノズルの全長の影響を CTP70L, CTP70S の 2 種類の CTP ノズル ($C = 70\%$)

Fig. 6 Nozzle contours

について比較した。CTP70L および CTP70S の名称について、“70”は $C=70\%$ を示し、“L”は長ノズル ($L^*=20.0$)，“S”は短ノズル ($L^*=13.3$)を示す。他のノズルも同様な規則でノズル名称を決定した。

次に、ノズルの圧縮係数 C の影響を TP, CTP85L, CTP80L, CTP70L の4種類のノズルで流れ場を比較して調べた。なお、これらのノズルは全て $L^*=20.0$ で等しい全長を有する。

5.2 計算領域と境界条件 図2に示すようにノズル内部及び外部を含む計算領域を設定した。外部領域は半径方向に約 $1.6L^*$ 、軸方向には約 $8L^*$ の領域を確保した。ただし、停止時の計算については、周囲境界からの圧力変動の反射が問題となったため、この影響をなくするために外部領域は半径方向に約 $3.3L^*$ 、軸方向には約 $10L^*$ の領域を確保した。

計算格子の格子点数を表3に示す。CTP80Lをのぞく計算は Coarse grid (C)と Fine grid (F) の2種類で行い、解の格子依存性がないことを確認し、以降、Fine grid で得られた結果を示す。なお、CTP70L の Fine grid の格子点数が少ないのは、ノズルが短いためである。CTP80Lについては Coarse grid では RSS の発生が得られず、Fine grid では RSS が発生するという格子依存性が見られたので、さらに細かい Super fine grid (SF) を用いて検証し、Fine grid との間で差がないことを確認した。CTP80Lについては Super fine grid で得られた結果を示す。

入口境界では表4に示すように全圧、全温を与え、一つ内点から Riemann 不変量を外挿し速度を求めた。出口及び周囲の境界では静圧を 100kPa に固定し、超音速流出と仮定した。壁面は全て断熱・non-slip 条件を課した。なお、入口圧力の上昇速度は実機に比べて2倍程度大きい、RSS 発生の有無にほとんど影響しないことを確認した。

5.3 下流部切断量による影響 下流部の切断量が RSS の発生に及ぼす影響について調べるために $C=70\%$ の2つの CTP ノズル、CTP70L と CTP70S に

Table 3 Grid for parametric computation

	Inside nozzle	Ambient region	Total
CTP70S	F: 320×100 C: 240×70	F: 100×100 C: 80×70	F: 42,000 C: 22,400
TP			
CTP85L	F: 370×100 C: 240×70	F: 130×100 C: 80×70	F: 50,000 C: 22,400
CTP70L			
CTP80L	SF: 450×150 F: 370×100 C: 240×70	F: 150×150 F: 130×100 C: 80×70	F: 90,000 F: 50,000 C: 22,400

Table 4 Inlet boundary condition

	min/max	increasing speed
Total pressure	100/1200 kPa	733.3 kPa/s
Total temperature	300/3300 K	60000 K/s

について比較を行った。

図7に CTP70L の起動時に関してマッハ数分布と瞬間の流線及び圧力分布を示す。このノズルの起動時には離形態は FSS から RSS へ変化し再び FSS に戻っている。まず、 $NPR=24.8$ のとき、マッハディスクを通った流線はノズルの中心軸にほぼ平行となりノズル外部へと続いている。ただし、圧力分布を見るとマッハディスクのすぐ下流からノズル外部に進むに従って徐々に圧力が上昇していることがわかる。そして、図中 A で示した部分で流線がわずかに外側に膨らんでいる。 $NPR=27.2$ になるとこの部分に渦が発生しており、超音速ジェットは外側へ押し出されている。そのため、超音速ジェットにより壁面と超音速ジェットにはさまれた、外部から流入する逆流領域が狭くなり、はく離点下流の圧力は徐々に下がっていく。この結果、はく離点がマッハディスクよりも速く下流へ移動する。 NPR がさらに上昇すると、はく離点がさらに下流へ移動し、マッハディスクは Cap shock へ変化し、これにより、半径方向の流れはさらに強まり、はく離形態は RSS へと変化している。TO ノズルに関する過去の報告の中でもこの様な渦は確認されている。ただし、TO ノズルではこの渦は Cap shock とともに発生すると報告されている。しかし、CTP ノズルではマッハディスクの状態が発生している点で異なっている。また、本研究と同様に CTP ノズルで、Cap shock が発生する前に渦が発生している様子は Takahashi らが行った CTP50-R5-L ノズルに関する計算⁽¹⁰⁾でも得ら

Fig. 7 Mach number field with instantaneous streamlines (top) and pressure field (bottom) (CTP70L, startup)

れている。

次に図 8 に CTP70S の起動時に関してマッハ数分布と瞬間の流線及び圧力分布を示す。図 8 のように、起動時全般にわたってのはく離形態は常に FSS のままであった。また、 $\text{NPR}=24.8$, $\text{NPR}=36.7$ のときの流れ場を見るとマッハディスクのすぐ下流の圧力も CTP70L とは違い、背圧に近いため圧力勾配もなく、また、マッハディスク下流の流線は、半径方向外側に膨らむことなく、中心軸にほぼ平行であることがわかる。

図 9 に $\text{NPR}=24.8$ における CTP70L, CTP70S 各ノズルの中心軸上の圧力分布を示す。この図を見るとマッハディスク下流の圧力は CTP70S の方が CTP70L よりも大きく、このため、マッハディスクは CTP70S の方が CTP70L に比べて上流に位置している。前述のように、CTP70S ではマッハディスク下流の圧力は背圧にほぼ等しく、このため圧力勾配も小さい。一方、CTP70L ノズルではマッハディスクのすぐ下流の圧力は、背圧よりも小さく、正の圧力勾配を持っているこ

Fig. 8 Mach number field with instantaneous streamlines (top) and pressure field (bottom) (CTP70S, startup)

とがわかる。このことから、CTP70L のノズル出口付近に発生した渦は、マッハディスクにより全圧降下した流れが、正の圧力勾配によって押し戻されることで発生したと考えられる。

以上の理由により、下流部分の切り取り量の異なる同一の圧縮係数を持つノズルでは、切り取り量が少なく全長が長いノズルの方が RSS は発生しやすくなるということが明らかとなった。

5・4 圧縮係数が RSS 発生に及ぼす影響

CTP ノズルでは圧縮係数が小さくなるほど、起動時・停止時に RSS が発生しやすくなることは経験的に知られている。しかし、その詳細なメカニズムには不明な点がある。そこで、本研究ではスロートからノズル出口までの長さが等しい TP, CTP85L, CTP80L, CTP70L の 4 種類のノズルについて計算を行い比較した。CTP70L, CTP80L においては RSS が発生したが、TP, CTP85L では RSS は発生しなかった。

図 10 に $\text{NPR}=24.8$ の RSS 発生前の FSS 時における中心軸上の圧力分布を示す。まず、TP ノズルを見ると、マッハディスクのすぐ下流で圧力が最も高く、背圧よりも大きな値となっている。局所的には正の圧力勾配を持っているが、これは、擬似衝撃波に起因するものなので、渦は発生せず、 NPR が上昇しても RSS は発生しない。次に 3 つの CTP ノズルを見てみると、マッハディスクのすぐ下流の圧力は、背圧よりも小さ

Fig. 9 Pressure distribution on central axis in CTP70L and CTP70S

Fig. 10 Static pressure distribution on central axis of TP, CTP85L, CTP80L and CTP70L (startup, NPR=24.8)

く、正の圧力勾配を持っており、また圧縮係数が小さくなるにつれて勾配が、わずかではあるが、大きくなっている。

図 11 にそれぞれのノズルの起動時に関して NPR=24.8 におけるマッハ数等高線を示す。図からわかるように、圧縮係数が小さいノズルほど Internal shock が明確となり、また、中心軸から離れたところに形成されている。また、マッハディスクの半径も大きくなっていることがわかる。

CTP85L では Cap shock は発生したが RSS は発生しなかった。このときの流れ場を調べるために図 12 に CTP85L の NPR=36.2 における圧力分布および瞬間

Fig. 11 Mach number contour of TP, CTP85L, CTP80L and CTP70L (startup, NPR=24.8)

Fig. 12 Static pressure field and instantaneous streamlines in CTP85L (startup, NPR=36.7)

の流れを示す。図 7 に示したように CTP70L では渦はノズル出口近傍に発生した。しかし、CTP85L では NPR が大きくなるにつれ、RSS へ遷移することなくマッハディスクが湾曲して Cap shock へ変化し、そのすぐ下流に渦が生じた。CTP85L のように圧縮係数が大きいときに、渦の発生する位置に変化が生じたのは、図 11 で示したように、マッハディスクの半径が小さく、超音速ジェットが中心軸に近かったことによる。NPR が上昇すると CTP70L ではノズル出口近傍の渦が大きくなり RSS が発生したが、CTP85L における渦は NPR が上昇しても Cap shock と共に移動するだけで大きさもほとんど変わらなかった。以上のように、圧縮係数が大きな CTP ノズルでは、Cap shock が生じ、そのすぐ下流に渦が発生するが、この渦はノズル出口近傍に発生した場合と異なり、大きくなることはなく、その結果、RSS も発生しないことが明らかとなった。

図 13 に CTP85L, CTP80L, CTP70L の起動時におけるはく離点の移動の様子を示す。まず、RSS が発生しない CTP85L に関してしてみると、はく離点は NPR の上昇に伴って単調に下流へと移動していることがわかる。なお、図は示していないが TP ノズルでも同

Fig. 13 Axial location of separation point versus NPR in CTP85L, CTP80L and CTP70L (startup)

様な結果であった。一方、RSS が発生した CTP80L, CTP70L のはく離点の動きをみると FSS から RSS に変化する際は下流へ、RSS から FSS に変化する際には上流へはく離点が急激に移動していることがわかる。この移動量は CTP80L のほうが大きい。つまり、圧縮係数が小さくなるほど、FSS 時と RSS 時における流れ場の構造の違いが小さいと考えられる。この傾向からも圧縮係数が小さいノズルほど RSS が発生しやすくなると考えられる。そして、その結果、RSS となっている NPR の範囲は CTP70L の方が広がったと考えられる。

5.5 停止時の流れ場 これまで起動時における流れ場を示してきたが、ここでは CTP80L を例に停止時における流れ場を示す。過去の研究でも示されてきたように⁽⁹⁾、本研究における計算でも起動時、停止時の間でヒステリシスが確認された。

図 14 に CTP80L の停止時および起動時におけるはく離点、衝撃波の移動の様子を示す。停止時について起動時と比較すると RSS が発生する NPR の範囲が大きく異なっていることがわかる。起動時には NPR が約 30 から約 50 の間で RSS となっていたのに対し、停止時には NPR が約 10 から 30 の間で発生している。

図 15 に RSS が発生する前後の圧力分布と瞬間の流れ線を示す。NPR=42.7 では、Cap shock が形成されそのすぐ下流に渦が形成されている。NPR が大きいときには、渦は安定でほとんどその大きさを変えなかった。しかし、NPR が小さく、30.8 程度になると、渦が Cap shock から離れ、CTP70L の起動時に見られたように(図 7 中 NPR=27.2~36.7)、ノズル出口付近で大きくなることで RSS が発生していることがわかる。また、NPR が小さくなると Cap shock の湾曲した傾向も小さくなっており、マッハディスクに近い形に変化している。CTP80L の起動時の図は示していないが、

Fig. 14 Comparison of separation point versus NPR between shutdown and startup for CTP80L

Fig. 15 Static pressure field and instantaneous streamlines in CTP80L during shutdown

RSS が発生する直前の流れ場は起動時と停止時でほぼ同様であった。このため、FSS から RSS へ遷移する NPR が近い値となっていると考えられる。

6. 結 言

CTP ノズルにおける RSS の発生機構を詳細に調べるために流れ場を軸対称と仮定して、5 種類のノズルについて計算を行った結果、以下のことが明らかとなった。

まず、圧縮係数が同一のノズルについて下流部分の切り取り量の効果を比較した結果、切り取り量が小さく全長が長いノズルでは、マッハディスク下流に正の圧力勾配が生じ、このためノズル出口に渦が生じ、RSS が発生することが明らかとなった。

次に同一の長さを持ち、圧縮係数が異なる CTP ノズルを比較すると、圧縮係数が小さなノズルほど、FSS 時におけるマッハディスク下流の圧力勾配が大きくなっていった。さらにはく離点の挙動を比較すると、圧縮係数が小さなノズルほど、RSS 発生に伴うはく離

点の移動が小さく、流れ場全体の変化も小さかった。

起動時と停止時の流れ場とを比較すると、RSS が発生する NPR の範囲は大きく異なるが、FSS から RSS に変化する NPR は近い値であった。また RSS が発生する直前の流れ場は起動・停止時共にほぼ同様であった。

なお、これまでに Frey らが TO ノズルに対して示した RSS 発生機構⁽⁵⁾と比較すると、Cap shock 下流の流れが半径方向に速度を持ち、そのため Cap shock 下流に渦が形成され RSS が発生するという点では、本研究の結果は、本質的に同じであると考えられる。ただし、衝撃波がマッハディスク形状のときでも渦が形成されるという点で異なり、本研究により、RSS の発生には、マッハディスク (Cap shock) 下流にできる正の圧力勾配が大きな影響を及ぼすことがより明確になったといえる。

最後に本研究は平成 15 年度航空宇宙技術研究所 (現・宇宙航空研究開発機構) 委託研究として行われた。ここに関係各位に謝意を表します。

文 献

- (1) Hoffman, J. D., *AIAA Paper*, 85-1172 (1985)
- (2) Watanabe, Y., ほか 2 名, *AIAA Paper*, 2002-3841 (2002)
- (3) Watanabe, Y., ほか 2 名, *AIAA Paper*, 2003-4763 (2003)
- (4) Watanabe, Y., ほか 4 名, *AIAA Paper*, 2004-4014 (2004)
- (5) Frey, M. and Hagemann, G., *J. Propuls. Power*, **16**-3 (2000), 478-484
- (6) Chen, C. L., 他 2 名, *AIAA J.* **32**-9, (1994), 1836-1843
- (7) Hagemann, G., ほか 2 名, *J. Propuls. Power*, **18**-3 (2002), 577-584
- (8) Hagemann, G., ほか 2 名, *J. Propuls. Power*, **19**-3 (2003), 321-331
- (9) Tomita, T., ほか 5 名, *AIAA Paper*, 2001-3559 (2001)
- (10) Takahashi, M., ほか 5 名, *AIAA Paper*, 2001-3681 (2001)
- (11) Tomita, T., ほか 6 名, *AIAA Paper*, 2004-3678 (2004)
- (12) Spalart, P. R. and Allamaras, S. R., *La Recherche Aerospatiale*, **1**, (1994), 5-21
- (13) Wada, Y and Liou, M-S, *SIAM J. Sci. Comput* **18**-3, (1997), 633-657
- (14) Yoon, S. and Jameson, A., *AIAA J.*, **26**-9, (1988), 1025-1026
- (15) Yonezawa, K., ほか 4 名, *Proceedings of Asian Joint Conference on Propulsion and Power*, (2004), 212-219