フィルム冷却によるデュアルベルノズルの運転モード遷移の制御^{*1}

Control of Operation Mode Transition with Film Cooling in Dual-Bell Nozzles

PROSHCHANKA, Dzianis^{*2}・米 澤 宏 一^{*2}・古 賀 英 和^{*2}・佃 宏 明^{*2}
Dzianis PROSHCHANKA, Koichi YONEZAWA, Hidekazu KOGA, Hiroaki TSUKUDA,
辻 本 良 信^{*2}・木 村 竜 也^{*3}・横 田 和 彦^{*4}・PASINI, Angelo^{*5}
Yoshinobu TSUJIMOTO, Tatsuya KIMURA, Kazuhiko YOKOTA and Angelo PASINI

Key Words: Dual Bell Nozzle, Shock Wave, Separation

Abstract: Dual-bell nozzle is one of the altitude compensation nozzle concepts, which consists of two bell-type nozzle with different geometric area ratios. The dual bell nozzle has two operation modes—a low altitude operation mode and a high altitude operation mode. However, the practical transition between these operation modes occurs at lower nozzle pressure ratio (NPR) than the optimum one. In the present study, the effect of introduction of film-cooling flow into the nozzle is examined in order to control the operation mode transition NPR. The experimental and numerical results show that the operation mode transition can be control by injecting the film cooling flow at appropriate inlet pressure and flow rate. By injecting the film cooling flow, the axial momentum near the wall in the extension part becomes small and the separation point movement becomes slower. As a result, the dip of the thrust coefficient during the operation mode transition becomes smaller.

1. 緒 言

ロケット打上げ時から、背圧がほぼ0となる高高度までの、広い範囲で利用できる高度補償型のロケットノズルの一つとしてデュアルベルノズルが考案されている¹⁾。デュアルベルノズルは第1図に示すように、低膨張比のベースノズル部と高膨張比のエクステンション部からなり、2つのノズルの接続点では壁面勾配が不連続となっている。打上げ時から低高度においてはベースノズルにおいて飛行に必要な推力を発生させ、接続点で燃焼ガスを軸対称に安定して剥離させることで、NPR (Nozzle Pressure Ratio = (ノズル入口全圧)/(ノズルの背圧)) が比較的小さな状態でも、ロケットの安定した飛行を可能にしている。一方、ロケットの周囲がほぼ真空に近い高高度においては、ノズル内部での燃焼ガスの剥離が発生しなくなるので、膨張比が大きなエクステンション部の効果により長時間の飛行を行うのに必要な大きな比推力を得ることができる。このため、コスト面などで多段式に比べて有利な単段ロケットや、宇宙往還型の再使用ロケットなどへの応用が期待されている。一方、同様な高度補償ノズルとして、伸展型ノズルやエアロスパイクノズルなども実用化に向けて研究が行われている。しかし進展型ノズルはエンジン運転中でのノズルの進

展は実用上行われたことがなく、サブスケールモデル燃焼実験では、ノズル進展時に弱い横推力と壁面の熱流束の増加が確認されている²⁾。エアロスパイクノズルは比推力が最も優れている一方で重量が大きくなる問題があり、軽量化のための研究が行われている³⁾。一方、デュアルベルノズルは構造が単純、比較的軽量であるなどの利点がある一方で、第2図に示すように、低高度運転モードから高高度運転モードへの遷移が、周囲の圧力に応じて受動的に行われるために、最適な高度で行われず、一時的に比推力が低下するという短所が知られている⁴⁾。そこで本研究では、運転モードの遷移高度を最適な高度に近付けるために、ノズル壁面の接続点からフィルム冷却流を流入させることにより制御する方法を検討する。Martelliらはベースノズル壁面からフィルム冷却を導入すると、運転モード遷移時の剥離点の移動に変化が生じることを報告しているが、詳細な検討はなされていない⁵⁾。一方、著者らはCFD解析により、ノズル壁面の接続点からフィルム冷却を導入すると運転モード遷移条件の改善の可能性を示した⁶⁾。そこで本研究では風洞試験により、これを確認し、CFD解析と組み合わせ、詳細な特性とそのメカニズムを検討する。ただし、本研究ではフィルム冷却流が主流の剥離点の挙動に及ぼす基本的な影響を定性的に調べることを目的とし、作動流体には常温の乾燥空気を用い、燃焼ガスの物性や壁面冷却効果は考慮しない。

2. 実験方法および数値解析方法

第3図に本研究で用いた風洞の全体図を示す。本研究で

^{*1} © 2011 日本航空宇宙学会

平成23年4月26日原稿受付

^{*2} 大阪大学大学院基礎工学研究科

^{*3} 三菱重工業(株)名古屋誘導推進システム製作所

^{*4} 青山学院大学理工学部

^{*5} ピサ大学

用いた風洞では、上流の 1.3 MPa の高压タンクから、予め減圧した低压タンクへ、共試体ノズルを経て、作動流体である空気を流すことでノズルの起動から停止までの流れを再現する。なお、本研究では NPR が上昇する過程を「起動」と呼び、NPR が低下する過程を「停止」と記述する。作動流体には冷凍式乾燥機で水分を取り除いた空気をを用いた。また、起動に要する時間は、主制御バルブ（空圧アクチュエータ式ボールバルブ）の作動時間により制御される。また、試験部の側面には観察窓が設けられており、シュリーレン法による流れの可視化を行うことが可能である。本研究では、シュリーレン法で可視化したイメージを、高速度ビデオカメラを用いて毎秒 13500 フレームで撮影した。

第 4 図に本研究で用いたノズルの試験部を示す。風洞のマニホールドからノズル上流の高压室に高压気体を供給してノズル流れを作り出している。ノズルは上流側高压室に設置した 4 本のシャフトと、ノズル側面に設置したシャフトで支持されている。高压室側のシャフトは軸方向のみ、ノズル側のシャフトは流れ方向とそれに垂直な横方向にリニアブッシュおよびリニアガイドで支持されており、各方向

の支持荷重を、ロードセルを用いて推力と横推力として計測が可能となっている。ただし、風洞内の圧力が変化すると、一時的にロードセル内外で圧力差が生じ、これが荷重として出力される問題が生じた。しかし、この変動はノズル内部での流れの変化に比べて極めて緩やかな変化であるため、5 Hz 以下の成分を取り除くことで、この影響を排除した。一方、ノズルに静止大気中で打撃を加えて固有振動数を計測したところ、軸方向（推力方向）におよそ 900 Hz、横方向に 1200~1500 Hz の固有振動数が確認された。この固有振動数は風洞外壁の剛性に起因していると考えられるが、本研究では、運転モードの遷移にのみ着目しているので、細かい変動成分は特に問題としないと考えたので、推力および横推力はロードセルの出力をそのまま示してある。なお全データのサンプリング周波数は 20 kHz である。本研究では、ノズルの入口全圧を p_{in} として、スロート上流の高压室における壁面圧力を用い、ノズル背圧は、ノズルからの流れが直接当たらない、第 4 図中に示した試験部の壁面圧力と定義した。ただし、試験部では背圧に多少の分布があることが確認されているが、すべての実験について同じ場所の圧力を用いることで、定性的な比較は可能である。フィルム冷却流には風洞周辺の大気を用い、流入圧力は試験部側面に取り付けたボールバルブの開度により調節した。なお、大気を作動流体に用いた場合に、凝縮等の影響が懸念されるが、過去に同様に大気を用いた実験を行った場合にも、現象の性質を変化させるような大きな問題はなく⁷⁾、本研究においても影響は小さいと考えられる。

第 1 図 デュアルベルノズルの運転モード⁴⁾

第 2 図 運転高度と比推力⁴⁾

第 4 図 試験部内部の概略図

第 3 図 実験用風洞の概略図

(a) 実験に用いたノズル形状と圧力計測点 (寸法はスロート半径 10 mm で無次元化している)

(b) 停止時における NPR に対する推力係数の変化

第 5 図 ノズル形状および推力係数

第 5 図 (a) にノズル形状と壁面圧力計測点を示す。図の軸の値はスロート半径 10 mm で無次元化されている。上流側の低膨張のベースノズルには TP (Truncated Perfect) ノズルを用いた。エクステンション部では、壁面圧力が上流から下流に向かって低下する、NPE (Negative Pressure gradient Extension) と下流に向かって上昇する PPE (Positive Pressure Gradient) の 2 形状を用いた。また、壁面圧力計測点は軸方向に 4 点 (点 A~D) 設置した。第 5 図 (b) は 2 つのデュアルベルノズルおよびベースノズルのみ (シングルベル) について、停止時における NPR に対する推力係数を示したものである。ただし、推力係数は後述する式 (3) で定義される。これらを比較すると、デュアルベルノズルの推力係数が TP ノズルの推力係数を上回っているのは $NPR > 150 \sim 170$ であることから、 $NPR = 150 \sim 170$ が、本研究で用いたデュアルベルノズルの最適な運転モードの遷移条件となる。しかし、実際には最適な NPR よりもかなり低い NPR で運転モードが遷移し、この結果、大きな推力低下が生じている。また、この図からノズル形状により運転モードの改善が可能であることが示唆されているが、各運転モードでの推力の配分とノズルの大きさなどの制約下における最適な形状設計法は未だ明らかとなっていない。

第 6 図にフィルム冷却流噴き出し部の形状を示す。フィルム冷却流は第 6 図 (a) に示すように、ノズル側面のマニホールドから、第 6 図 (b) に示すスリット上の噴き出し部を経て主流へ合流する。本研究では図に示した A, B の 2 つの形状を用いて、形状の違いを比較した。図中の、 ht , he , hs はそれぞれ、フィルム冷却流入口の最小高さ、主流への入口高さ、入口部の段差高さである。本研究で用いたノズルのフィルム冷却流入口形状、寸法とノズルの名称を第 1 表にまとめる。フィルム冷却流の主流への入口面における

(a) ノズルの構造

(b) フィルム冷却流入口形状 (左: A, 右: B)

第 6 図 フィルム冷却流噴き出し部の形状

第 1 表 ノズル形状と名称

	形状	フィルム冷却流入口 [mm]			ノズルの名称
		ht	he	hs	
NPE	A	0.4	0.4	1.0	NPE_A10
	A	1.1	1.1	1.7	NPE_A17
	B	0.4	0.7	1.0	NPE_B10
PPE	A	0.4	0.4	1.0	PPE_A10
	A	1.1	1.1	1.7	PPE_A17
	B	0.4	0.7	1.0	PPE_B10

(a) 段差高さ 1 mm

(b) 段差高さ 1.7 mm

第 7 図 オリジナル形状およびフィルム冷却噴き出し部を設けた場合の接続点近傍のノズル形状

流入マッハ数はエクステンションの形状にかかわらず、A10 ノズルおよび A17 ノズルでは 1.1, B10 ノズルでは 1.8~1.9 である。なお、フィルム冷却流の入口全圧 p_{FC} は第 6 図 (a) に示すように、ノズル側面マニホールドの壁面圧力と定義する。

第 7 図に NPE ノズルにフィルム冷却流噴き出し部を設けた場合の接続点近傍のノズル形状を示す。段差高さ 1.0 mm の場合にはエクステンション部の一部を切り取る形で段差状の入口を設けた。一方、段差高さ 1.7 mm の場合にはベースノズルを 0.7 mm 内側に平行移動した。このため、オリ

ジナル形状および段差高さ 1.0 mm ではベースノズルの膨張比は 4.0 であるが、段差高さ 1.7 mm では、ベースノズルの膨張比は 4.3 となり膨張比が大きな分、遷移時の NPR が大きくなる可能性があるが、後述のように影響は小さく、膨張比の違いは考えない。PPE ノズルについても同様な形状を用いた。

本研究ではノズル内部流れを調べるために、NPE_A10 ノズルと PPE_A10 ノズルについて、CFD 解析を行った。第 8 図に計算領域の模式図と NPE_A10 ノズル周辺およびフィルム冷却流入口周辺の計算格子を示す。計算領域は周方向に一様な流れを仮定した 2 次元円筒座標系にノズルと外部領域を設定した。実験装置ではノズル周辺は軸対称形状とはなっていないが、簡単のため、風洞の下流ダクト寸法と同程度の半径と長さの領域を設けた。また、ノズル下流のディフューザも考慮していない。計算格子は軸方向に 600 点（うち、ノズル内部に 450 点）、半径方向に 150 点で分割した。また、フィルム冷却流の吹き込み口には軸方向に 100 点、半径方向に 8 点、配置した。なお、計算格子については格子点数を各方向に 1.5 倍、全体で 2.25 倍しても結果に違いはほとんど見られなかった。

CFD 解析は作動流体に空気を理想気体として用い、軸対称流れを仮定した円筒座標系における 2 次元の連続の式、Navier-Stokes 方程式、エネルギー式を有限差分法に基づいて離散化して行った。対流項は、基本変数を 2 次精度の MUSCL 法で内挿して AUSMDV⁸⁾ を用いて求めた。粘性項は 2 次精度中心差分で離散化した。時間進行は陰解法により行い、時間項を 3 点後退差分で離散化し、LU-SGS 法⁹⁾ を用いた内部反復を各時間ステップで行った。乱流モデルには Spalart-Allmaras モデル¹⁰⁾ を用いた。入口境界条件では、入口全圧を後述のように与え、入口全温を 293 K に固定して、隣接格子点から Riemann 不変量を外挿し、各基本変数を求めた。出口境界においては静圧を与え、密度と各速度成分を外挿した。壁面では断熱・non-slip 条件を課した。なお、本研究で用いた解析コードは、これまでも超音速ノズル内部の剥離流れに関する解析に用いられて

おり、実験結果との比較による妥当性の検証が行われている。

本研究で行った実験や CFD 解析は、起動時、および停止時について行ったが、停止時については、圧力比などの値は異なるものの、現象の基本的な性質は起動時と同様で、逆の順序で生じていた。そこで本報では起動時の結果のみを示すこととする。停止時の結果については一部を別報¹¹⁾ で示しているので参照されたい。

3. 結果と考察

本研究では主流、フィルム冷却流の流入条件を規定するため、それぞれの入口全圧と背圧を用いて NPR を次式に示すように定義した。

$$\text{NPR} = p_{\text{in}}/p_b \quad (1)$$

$$\text{NPR}_{\text{FC}} = p_{\text{FC}}/p_b \quad (2)$$

推力係数および横推力係数を以下のように定義する。

$$C_F = \text{Thrust}/(p_{\text{in}} \cdot A^* + p_{\text{FC}} \cdot A_{\text{FC}}^*) \quad (3)$$

$$C_{\text{SL}} = \text{SideLoad}/(p_{\text{in}} \cdot A^* + p_{\text{FC}} \cdot A_{\text{FC}}^*) \quad (4)$$

ただし、 p_{in} 、 p_{FC} 、 p_b はそれぞれ、ノズル入口全圧、フィルム冷却流入口全圧、ノズルの背圧であり、 A^* 、 A_{FC}^* はノズルスロート断面積、フィルム冷却流入口部最小断面積である。またフィルム冷却流を用いない場合には $p_{\text{FC}} = 0$ とする。

第 9 図にオリジナル形状の NPE ノズルおよび PPE ノズルの、ノズル内部に剥離が生じていない $\text{NPR} = 100$ における壁面圧力分布の計測結果と CFD 結果との比較を示す。この図から、剥離がない場合の壁面圧力分布については実験結果と CFD 結果はほぼ一致していることがわかる。また、エクステンション部においては、NPE ノズルの壁面圧力勾配は下流に向かって負であり、PPE ノズルは正となっていることが確認できる。また、第 2 表に示した結果は、実験において背圧を可能な限り小さくして計測した最大推力係数と、CFD による真空中推力係数の予測値との比較であるが、これらもほぼ一致した結果が得られている。また NPE/PPE 両ノズルの推力係数の最大値については、ほぼ同じであることが確認できる。

第 8 図 計算領域（上図）と計算格子（下図、格子線は 4 本ごとに表示）

第 9 図 壁面圧力分布 ($\text{NPR} = 100$)

第10図 オリジナル形状の実験結果 (左: 壁面圧力変動, 右: 推力係数および横推力係数)

第2表 推力係数の比較

	3-D NPE	3-D PPE
計測結果 (NPR > 500)	1.6	1.6
CFD (真空放出)	1.6	1.6

第10図にNPE/PPEノズルのそれぞれの起動時における、壁面圧力、推力係数、横推力係数の計測結果をNPRに対して示す。この時の入口圧力は、4 kPa から約 900 kPa/s で上昇させ、背圧は約 4 kPa で一定であった。起動時のNPRの上昇率については、実験で可能な範囲で検討を行ったが、これよりも1.5程度大きな増加率でも、ほぼ同様な結果が得られており、剥離点の移動に対して、NPRの上昇率の影響は小さいと考えられる。結果を見ると、まず、NPEノズルについては、剥離点は、およそ $NPR = 10$ に計測点Aを通過した後、接続点でしばらく移動が停滞した後、 $NPR = 43$ で点B~Cをほぼ同時に通過する。一方、点Dでも点B, Cとほぼ同時に圧力が急低下するが、急低下直後では点Bでの圧力とほぼ等しく、 $NPR = 65$ までは圧力はほとんど変化せず、点Cの圧力を下回る。その後、他の計測点と同様にNPRの増加とともに圧力が増加している。つまり、剥離点は、運転モードの遷移開始時に接続点から点Dのやや上流まで急激に移動し、その後NPRの上昇とともに徐々に下流へ移動し、点Dを通過していると考えられる。したがって $NPR = 43$ から 65 にかけて低高度運転から高高度運転に遷移したことになる。一方、PPEノズルでは $NPR = 47$ において、剥離点はほぼ同時に圧力計測点B~Dを通過している。推力係数を見ると、NPEノズル、PPEノズルともに運転モードの遷移時で、推力係数が極小値となっていることが確認できる。また、NPEの遷移時には横推力が大きくなっていることが確認できる。なお、 $NPR = 10$ 付近では周期的な流体振動による横推力^{6, 12)}、 $NPR < 5$ では噴流のスロート剥離による不規則な横推力がともに比較

 第11図 NPE_A10 ノズル ($p_{FC} = 30$) の実験結果 (上: 壁面圧力および NPR_{FC} , 下: 推力係数および横推力係数)

的大きな振幅を伴って発生している。

第11図にNPE_A10ノズルにおいてフィルム冷却流を流入させた場合の実験結果を示す。フィルム冷却流の実験においては、入口圧力は4 kPa から 120 kPa/s で上昇させ、背圧は約 4 kPa から 6 kPa に変化した。実験ではフィルム冷却流入口圧力を $p_{FC} = 70$ kPa までの範囲で実験を行い比較したが、ここでは紙面の都合上、推力係数の落ち込みが最も小さかった場合の $p_{FC} = 30$ kPa の結果を示している。また、フィルム冷却流の質量流量は $p_{FC} = 70$ kPa のときに高高度運転時には5%未満であることがCFD解析や1次元の等エントロピ流れの関係式から確認された。なお、 $NPR_{FC} > 2.2$ での実験を行っているため、フィルム冷却流はチョークしている。この図では NPR_{FC} は背圧の変

動とともに、やや変化しているが、およそ $\text{NPR} = 40$ から $\text{NPR} = 65$ にかけて遷移が生じていることがわかる。第 10 図 (a) に示した NPE オリジナル形状と比較すると、壁面圧力の変化から、遷移が始まる NPR はフィルム冷却流の有無にかかわらず $\text{NPR} = 40$ 程度で、ほとんど変化がない。しかし、剥離点の移動はオリジナル形状の場合と比べて、緩やかで広範囲の NPR にわたって徐々に行われている。このため、壁面圧力の低下量が小さくなり、推力係数の低下が小さくなっていると考えられる。また、横推力についてもオリジナル形状の場合よりも小さくなった。従来の研究例では、モードの遷移に要する時間が長いと、流れが非対称になる時間が長く、横推力が増加する傾向があるとされているが、本研究で複数回行った実験ではいずれの場合も大きな横推力は観察されなかった。また、フィルム冷却流を加えたことで、起動時および停止時ともに $\text{NPR} = 10$ 付近でオリジナル形状よりも強い圧力変動が確認できる。この圧力変動は周期的でおよそ 1250 Hz の周波数でほぼ軸対称に振動していた。オリジナル形状でも同様な流体振動が観察されているが^{6,12)}、フィルム冷却流を加えることで振幅が著しく増加している。流体振動は、機体や様々な要素の振動問題の原因となり得るので、今後、この振動のメカニズムや特性を明らかにする必要がある。

ここで、遷移時の剥離点の動きが緩やかであるにもかかわらず大きな横推力が生じないという、従来の知見と異なった結果が得られた原因に関しては、今後、3 次元非定常 CFD 解析などにより確認する必要があるが、現時点で以下のように考えられる。まず、第 10 図 (a) の遷移前の低高度運転モードでは NPR が大きくなるほど横推力が小さくなっている。特に $\text{NPR} = 10$ 付近では周期的な流体振動が生じるが、この流体振動によるノズル壁面圧力変動は NPR の上昇とともに小さくなる^{6,7)}。つまり低高度運転モードにおいては NPR が大きくなるほどジェットが安定する性質があると言える。したがって、フィルム冷却流を加えることで遷移時の NPR が高 NPR 側にシフトするため、剥離点がエクステンション部を移動する際にジェットが安定であるため、大きな横推力が発生しなかったものと考えられる。

一方、PPE ノズルについては、紙面の都合上図は示さないが、後述のように運転モードの遷移が生じる NPR にやや変化が見られたが、剥離点がほぼ同時に点 B~D を通過することや、推力係数の落ち込みも同様に観察されており、NPE で見られたような大きな影響は観察されなかった。

第 12 図に、フィルム冷却の流入条件 p_{FC} を変化させた場合の NPE ノズルおよび PPE ノズルそれぞれにおける運転モードの遷移時に剥離点が各計測点を通過する NPR と、 NPR_{FC} との関係を示す。NPE の図では各実験について計測結果を線でつないでおり、NPR が小さな順に点 B から D を剥離点が通過した条件を示している。PPE では運転モード遷移時に剥離点はほぼ同一の NPR で 3 つの計測点を通過したため、各実験結果は 1 点で表されている。剥離点はまず、第 6 図に示した段差の高さ h_s が 1.0 mm で共通で、噴き出し部の形状が異なる NPE_A10 と NPE_B10 につい

第 12 図 各圧力計測点における剥離点通過時の NPR_{FC} と NPR の関係 (実験、上: NPE, 下: PPE, 水平線はオリジナル形状の値)

て比較すると、NPE、PPE ともに噴き出し部の形状の違いによる影響はほとんど見られない。一方、NPE_A17 や PPE_A17 では、オリジナル形状よりも低い NPR で剥離点が計測点 B、C を通過しており、この結果、推力係数の落ち込みも大きくなり、逆効果となっている。次にエクステンション部の形状の影響を比較する。まず、NPE_A10 では運転モードの遷移に伴う推力係数が最も小さくなる NPR と点 C を剥離点が通過する NPR がほぼ一致していたため、特に点 C を剥離点が通過する NPR に着目する。フィルム冷却を加えない場合 ($\text{NPR}_{FC} = 0$) には、オリジナル形状とほぼ同じ NPR で剥離点が点 C を通過している。フィルム冷却流を加えると、点 C を剥離点が通過する NPR が上昇している。しかし、この効果は最大値となる点 (最適条件) が存在し、これ以上 NPR_{FC} を大きくしすぎると、点 C を剥離点が通過する NPR が小さくなっている。PPE ノズルについては、運転モードの遷移がほぼ 1 点で表されている。PPE_A10 および PPE_B10 では PPE オリジナル形状よりわずかに遷移が生じる NPR が大きくなっている部分が見られるが、推力係数の落ち込みを減少させる効果はほとんど見られなかった。また、 NPR_{FC} が大きくなるときには運転モードの遷移がオリジナル形状よりも低下している。

次に NPE ノズル、NPE_A10 ノズル、PPE ノズル、PPE_A10 ノズルの起動時について CFD 解析を行い、フィルム冷却流が流れに及ぼす影響とそのメカニズムを考察した。まず、第 13 図において NPE ノズルおよび PPE ノズルの起動時における壁面圧力と推力係数の NPR に対する変化を示す。CFD 解析では実験と近い条件になるように背

第13図 壁面圧力および推力係数 (CFD, 上: NPE, 下: PPE)

圧を境界条件で与えたが、計算ではノズル下流のディフューザを設けていないため、背圧値が実験値よりも1.5倍程度大きくなったので、CFDでは入口全圧を大きくとることでNPRをそろえた。なお、圧力の条件が異なるとレイノルズ数が異なるが、等エントロピ過程を仮定したときのスロートにおける流速とスロート直径を用いた場合、 $NPR = 80$ における実験条件では $Re = 1.5 \times 10^6$ 、CFD条件では $Re = 2.4 \times 10^6$ と、共に十分大きく、レイノルズ数の影響は小さいと考えられる。また、CFD解析では計算時間短縮のため、入口圧力の増加率を2300 kPa/sとした。これについては、フィルム冷却流がある場合も含めていくつかの条件で実験と同程度の入口増加率での計算結果と比較したが、計算結果はほとんど変化しなかった。第13図の運転モードの遷移に着目すると、NPEノズルのCFD解析結果では、およそ $NPR = 27$ で計測点Bを通過し、 $NPR = 33$ で点C、 $NPR = 52$ で計測点Dを通過しており、剥離点の動きは第10図に示した実験に比べて全体的に低いNPRで発生し、点Bから点Cへの移動もやや緩やかに行われていると言える。一方、PPEについては、運転モードの遷移時に剥離点がエクステンション部を瞬間的に移動する様子は捉えられているが、遷移が生じるNPRが実験結果よりも小さい。この問題については、前述のように計算格子を約2倍に増やす、乱流モデルを、Spalart-Allmarasモデルの代わりにSSTモデル¹³⁾に変更するなど検討を行ったが、大きな改善は見られなかった。一方、別な要因として過去にStarkら¹⁴⁾が示したように、作動流体の凝縮が影響している可能性が考えられるが、シュリーレン法によるノズル外部の可視化結果からは、凝縮は観察されなかった。したがって、乱流モデルの定数のチューニングなどが必要かもしれない。しかし、全体的に遷移が生じるNPRが低いことを除けば、NPEノズルでは剥離点が通過するNPRの値の点Bと点Cとの間隔に比べて点Cと点Dとの間隔が大きいこと、PPEにおいては瞬時に剥離点がエクステンション部を通過する挙動が捉えられている。

第14図 NPE_A10 ノズルのCFD解析結果 (上: 壁面圧力, 下: 推力係数)

第14図にNPE_A10ノズルの壁面圧力のNPRに対する変化を示す。CFDにおいても、NPRは実験より低くなっているが、実験結果と同様にオリジナル形状での計算結果と比べて剥離点の移動がさらに緩やかとなっていることが確認できる。 C_F についてもフィルム冷却流を加えると運転モードの遷移時に生じる一時的な C_F の低下がほとんど見られない。

NPE_A10とPPE_A10のCFD解析で得られた運転モード遷移時に剥離点が計測点B~Dを通過するNPRと NPR_{FC} との関係を第15図に示す。実験と同様にNPE_A10ではフィルム冷却流を流入させることで、剥離点が点Cを通過するNPRを増加させる効果が見られる。一方PPE_A10では実験同様、NPEに比べて変化が小さい。

以上のように、実験とCFDを比較した場合には、CFDでは実験よりも、運転モードが遷移するNPRが全体として低NPR側にずれているが、実験で観察された現象の傾向はほとんどを捉えており、結果を定性的に議論する上では大きな問題とはならないと考えられる。

第16図はNPEオリジナル形状および2通りの p_{FC} についてのNPE_A10ノズルの壁面の接続点近傍の圧力分布と運動量ベクトル $([\rho u, \rho v]^T)$ 、ただし ρ は密度、 u, v は軸方向および半径方向速度である。すべて $NPR = 20$ で低高度運転モードでの状態である。まず、第16図(a)に示すオリジナル形状における流れ場を見ると、剥離点は接続点で生じている膨張扇中心のやや下流であることがわかる。つまり、接続点で生じた、強い逆圧力勾配によって剥離が生じていることがわかる。NPRが上昇すると、剥離点上流の圧力が上昇し、また主流の膨張とともに剥離点下流の逆流領域内部の圧力が低下するために、剥離点前後の圧力バランスの変化に従って剥離点が下流へ移動する。第16図(b)に示す、 $p_{FC} = 20$ kPaでフィルム冷却流を加えた場合には、第15図で見たように、剥離点が圧力計測点Cを通過するNPRが最も大きくなっている場合である。この場

第 15 図 各圧力計測点における剥離点通過時の NPR_{FC} と NPR の関係 (CFD, 上: NPE, 下: PPE, 水平線はオリジナル形状の値)

(a) NPE オリジナル形状

(b) NPR_A10 ($p_{FC} = 20 \text{ kPa}$, 遷移時 $NPR_{FC} = 5.0$)

(c) NPR_A10 ($p_{FC} = 70 \text{ kPa}$, 遷移時 $NPR_{FC} = 17$)

第 16 図 圧力分布および運動量ベクトル ($NPR = 20$)

合には主流は段差の角で剥離している。ただし、実際には第 12 図の実験結果から、剥離点の移動が開始 (点 B にお

(a) NPE オリジナル形状

(b) NPR_A10 ($p_{FC} = 20 \text{ kPa}$, 遷移時 $NPR_{FC} = 5.0$)

(c) NPR_A10 ($p_{FC} = 70 \text{ kPa}$, 遷移時 $NPR_{FC} = 17$)

第 17 図 軸方向運動量の分布 ($NPR = 100$)

ける圧力の低下) する NPR にほとんど差がないことから、フィルム冷却流の入口付近での流れが遷移 NPR を上昇させる効果はほとんどないと言える。第 16 図 (c) では $p_{FC} = 70 \text{ kPa}$ でフィルム冷却流を加えており、第 15 図より、剥離点が圧力計測点 C を通過する NPR の上昇効果が低下している場合の流れ場である。このとき、 NPR_{FC} は 17 となり、比較的大きいのでフィルム冷却流は不足膨張の超音速ジェットとなっている。そして、膨張したフィルム冷却流は主流と干渉し衝撃波が生じ、段差の下流では高圧領域が生じている。この高圧領域により、剥離点上流側の圧力が大きくなるため、剥離点は低い NPR でも下流へ移動しやすくなっている。以上のように、 NPR_{FC} の違いにより、主流とフィルム冷却流との干渉の状態が変化し、 NPR_{FC} が大きく主流とフィルム冷却流が強く干渉すると運転モードが遷移する NPR を低下させることが判明した。また、フィルム冷却流の段差が大きな A17 形状では、フィルム冷却流の流量も大きく、ここで示した主流との干渉が強く生じるために運転モードの遷移が行われる NPR が低下したものと考えられる。

第 17 図は軸方向運動量 $(\rho u^2 + p)/p_b$ の分布の比較を示した図である。壁面近くの軸方向の運動量は噴流の剥離に大きく影響する。つまり、同じ NPR であっても、壁面近くで噴流の運動量が大きければ剥離点はより下流へと移動する。エクステンション部分に着目して比較するとフィルム冷却流を加えた場合には、エクステンション部壁面近傍の運動量が小さな層の幅がフィルム冷却流を加えていないオリジナル形状と比べて幅が大きくなっていることがわかる。

第 18 図に NPE/PPE ノズルのノズル出口の壁面近傍における軸方向運動量の半径方向分布を示す。NPE オリジナ

第 18 図 ノズル出口壁面近傍における軸方向運動量の半径方向分布 (CFD, NPR = 100, 上 : NPE, 下 : PPE)

ル形状においては、運転モードの遷移が理想的な状態よりも低い NPR で行われるために、遷移時に推力係数が大きく低下するが、この図からフィルム冷却流により壁面近傍の運動量が小さくなっていることがわかる。その結果、遷移はより高い NPR で行われるようになり、推力係数の低下量も小さくなったと考えられる。また、フィルム冷却流の入口全圧はほぼ一定であるため、ノズル壁面に近い部分での運動量に対する主流の NPR の影響は小さくなる。したがって、主流の NPR の変化によって生じる運転モードの遷移は、フィルム冷却流を加えることで、広範囲の NPR にわたって緩やかに行われると考えられる。一方、PPE ノズルではノズル出口に近いほど圧力が高くなるため、第 18 図の下図のように、壁面近傍の軸方向運動量が NPE よりもかなり大きいため、フィルム冷却流の影響がほとんど表れないと考えられる。

4. 結 言

本研究ではデュアルベルノズル内部で接続点からフィルム冷却流が運転モードの遷移に及ぼす影響について検討するために、実験と CFD 解析を行った。フィルム冷却流の影響として実験結果から以下の 3 点が判明した。

- ・運転モードの遷移が生じる NPR が上昇する。ただし、最も効果が大きくなる NPR_{FC} が存在し、過大な NPR_{FC} では、低い NPR で運転モードの遷移が始まる。
- ・運転モードの遷移過程で剥離点の移動が行われる NPR

の範囲が広がる。

- ・PPE ノズルでは NPE ノズルに比べてフィルム冷却流が運転モードの遷移に及ぼす影響は小さい。
- これに対して、CFD 解析結果からそのメカニズムは次のようにまとめられる。
- ・ NPR_{FC} の違いによって接続点付近での主流とフィルム冷却流との干渉状態が変化する。特に過大な NPR_{FC} では、干渉部に高圧領域が形成され、運転モードの遷移 NPR が低下する原因となる。
 - ・フィルム冷却流を加えることで、エクステンション部壁面近傍の軸方向運動量が減少し、剥離点の移動が広範囲の NPR にわたって徐々に行われるようになる。このため、遷移が完了するまでの NPR は、オリジナル形状に比べて大きくなる。
 - ・PPE ノズルでは NPE ノズルに比べて壁面付近の圧力が高いため、主流が持つ軸方向運動量が大きく、フィルム冷却流の効果が小さくなる。

参 考 文 献

- 1) Horn, M. and Fisher, S.: Dual-Bell Altitude Compensating Nozzles, NASA-CR-194719, 1994.
- 2) Sato, M., Moriya, S., Tadano, M., Masuoka, T. and Yoshida, M.: Experimental Study on Transitional Phenomena of Extendible Nozzle, AIAA Paper 2007-5471, 2007.
- 3) Tomita, T., Kumada, N. and Ogawara, A.: A Conceptual System Design Study for a Linear Aerospike Engine Applied to a Future SSTO Vehicle, AIAA Paper 2010-7060, 2010.
- 4) Hagemann, G., Frey, M. and Manski, D.: A Critical Assessment of Dual-Bell Nozzles, AIAA Paper 97-3299, 1997.
- 5) Martelli, E., Nasuti, F. and Onofri, M.: Thermo-Fluid-Dynamics Analysis of Film Cooling in Overexpanded Rocket Nozzles, AIAA Paper 2006-5207, 2006.
- 6) Kimura, T., Niu, K., Yonezawa, K., Tsujimoto, Y. and Ishizaka, K.: Experimental and Analytical Study for Design of Dual-Bell Nozzles, AIAA Paper 2009-5149, 2009.
- 7) 米澤宏一, 山下是知, 辻本良信, 渡邊泰秀, 横田和彦: ロケット用超音速ノズルの形状が過膨張時の流れの剥離に及ぼす影響, 日本機械学会論文集 B 編, **71** (2005), pp. 1789–1797.
- 8) Wada, Y. and Liou, M.: A Flux Splitting Scheme with High Resolution and Robustness for Discontinuities, AIAA Paper 94-0083, 1994.
- 9) Yoon, S. and Jameson, A.: Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations, AIAA J., **26** (1988), pp. 1025–1026.
- 10) Spalart, P. R. and Allmaras, S. R.: A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, La Recherche Aeronautique, **1** (1994), pp. 5–21.
- 11) Proshchanka, D., Yonezawa, K., Koga, H., Tsukuda, H., Tsujimoto, Y., Kimura, T., Yokota, K. and Pasini, A.: Control of Operation Mode Transition in Dual-Bell Nozzle with Film Cooling, AIAA Paper 2010-6815, 2010.
- 12) Proshchanka, D., Yonezawa, K., Koga, H., Yokota, K., Kimura, T., Niu, K. and Tsujimoto, Y.: An Investigation of Flow Fluctuation in Overexpanded Dual-Bell Nozzle, Proc. of the Asian Joint Conference on Propulsion and Power, 2010, pp. 256–263.
- 13) Menter, F. R.: Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, AIAA J., **32** (1994), pp. 269–289.
- 14) Stark, R. H. and Wagner, B. H.: Experimental Flow Investigation of a Truncated Ideal Contour Nozzle, AIAA Paper 2006-5208, 2006.