外部圧縮型超音速インテーク性能に及ぼすスリット抽気の影響^{*1}Influences of Slit Bleed on the Performances of
an External-Compression Supersonic Air-Intake西 澤 宇 一^{*2}・亀 田 正 治^{*2}・渡 辺 安^{*3}

Uichi NISHIZAWA, Masaharu KAMEDA and Yasushi WATANABE

Key Words: Supersonic Air-Intake, Bleed, Shock Wave, Boundary Layer, Separation, Mass Flow Rate, Pressure Recovery

Abstract: The performance of a two-dimensional Mach 1.64 external compression air intake is investigated by computational fluid dynamics. The intake model consists of a 10-degree wedge and a subsonic diffuser. The flow in and around the intake with different configurations of the slit at the diffuser entrance is calculated to examine the effect of the configurations for pressure recovery and stability of the shock system. The numerical results indicate that the natural bleed fairly improves the intake performance at subcritical operation: It improves the maximum pressure recovery and the tolerance of the mass flow rate through the diffuser to guarantee the stability of the shock. The bleed mass flow rate strongly depends on the slit configuration. Large bleed mass flow rate increases the tolerance of the diffuser mass flow rate for the shock stability. However, the presence of the slit provides no gain in efficiency of the intake at supercritical operation.

記 号 の 説 明

A : 面積
 D_s : スリット深さ
 D_{sc} : スリットの中心線に沿ったスリット深さ
 h : 高さ
 l_{ir} : インテーク長さ (ランプ側)
 l_r : ランプの長さ
 L : スリット出入口長さ
 M : マッハ数
MFR: 質量流量
PR: 圧力回復率
 P_t : 全圧
 Re : レイノルズ数
 s : インテーク中心線に沿った座標
 u : x 方向の速度成分
 U : 速度
 x, y : 座標
 ρ : 密度
 θ : 角度
添え字
0: 主流
c: インテーク捕獲位置
e: インテーク出口

fp: フロー・プラグ前面位置

si: スリット入口

so: スリット出口

th: スロート位置

1. は じ め に

国際化の進展に伴い、次世代超音速輸送機 (SST: Supersonic Transport) 開発の機運が再び高まっている。国内でも、日仏超音速機共同研究や、サイレント超音速旅客機 (Silent SST) 研究会等の活動が活発に行われている。

本研究では、SST 用エンジンの構成要素の一つである超音速インテーク¹⁾を取り上げる。超音速インテークは、エンジン用空気の取り込み、減速・圧縮過程を担う重要なデバイスである。

超音速インテークは、超音速圧縮部と亜音速ダクト (ディフューザ) から構成される。超音速圧縮部では、インテーク先端に取り付けたランプ (ウェッジ, コーン) で発生する斜め衝撃波と垂直衝撃波 (ショックシステム) を利用して空気の減速・圧縮が行われる。ランプ面上で発達する境界層と衝撃波が干渉することで、状況により流れのはく離が誘発される。また、亜音速ディフューザにおいては、減速による圧力回復、および、ショックシステムを通じて主流から転向した流れを再転向させる必要から、流れのはく離が誘起されやすい。これらの流れのはく離はインテーク性能を著しく損なう要因となる¹⁾。

衝撃波/境界層干渉によって生じたはく離域がディフューザに流入することを防止し、かつ、ディフューザ自体による流れのはく離を抑制するためのデバイスとして、ランプ

^{*1} © 2008 日本航空宇宙学会
平成 19 年 10 月 14 日原稿受理

^{*2} 東京農工大学大学院工学府

^{*3} 宇宙航空研究開発機構

面での抽気^{1,2)}がよく行われる．実際のインテーク設計では，抽気方法の最適化に細心の注意が払われている^{3,4)}．

わが国でも，境界層抽気によるインテーク周り衝撃波/境界層干渉の変化^{5,6)}，亜音速ディフューザ性能の変化⁷⁾などの研究が進められ，有益な知見が得られている．しかし，抽気口を含むインテーク全機周りの流れを計算流体力学 (CFD) により統合的に解析した例⁸⁾は少ない．特に，抽気口形状の流れの様子を詳しく示した例は見当たらない．

本研究では，外部圧縮型インテークを対象として CFD シミュレーションを行い，さまざまな作動状態における流れ特性について，抽気の有無や抽気口の形状変化の影響を詳しく調べた．その結果，抽気によりインテーク性能が著しく改善されることを確認した．また，抽気流量は抽気口形状や作動状態の影響を強く受け，それに応じてインテーク性能が大きく変わることを明らかにした．

2. インテーク・モデル

主流マッハ数 $M = 1.64$ を設計点とする完全外部圧縮型 2 次元インテーク・モデルを計算対象とした．本モデルは，SST 用インテークを念頭に置いて設計されたものであり，並行して進めている風洞実験^{9,10)} 用モデルと同一形状である．

模式図を第 1 図に示す．前方の超音速圧縮部と後方の亜音速ディフューザ部から構成される．前方部分のくさび形状が超音速圧縮に用いるランプである．亜音速ディフューザを構成する壁面のうちランプ側と反対側の面をカウルと呼ぶ．カウル・リップは鈍頭形状である．モデルの後方部には，流量調節用のフロー・プラグが配置されている．また，抽気用スリットは，ランプ後方の亜音速ディフューザ入口に設けられている．

2.1 超音速圧縮部 ランプ先端の転向角は 10° ，ランプの長さは，超音速インテークの捕獲高さ h_c を基準長さとして $l_r = 1.5h_c$ とした．また，カウル・リップの曲率半径は $0.025h_c$ とした．ランプ先端から発生する斜め衝撃波により，流入気体のマッハ数は $M = 1.3$ になり，続いて，カウル・リップ前方からランプ側スリット近傍に発生する垂直衝撃波により $M = 0.79$ になる．これらのショックシステムによる全圧回復率の理論値は約 0.98 である．

2.2 亜音速ディフューザ部 入口 (スロート) 高さ h_{th} ($= 0.74h_c$) を基準として亜音速ディフューザ部を設計した (第 1 図 (b))．ディフューザ部の全長は $10h_{th}$ である．ディフューザの前半部分は円弧状 (曲率半径 $20h_{th}$) 流路とし，ランプによって一様流に対して 10° 転向された流れを 0° まで戻した．この部分の長さは $3.5h_{th}$ である．また，この間のディフューザ断面面積変化は，等エントロピ流れを仮定したときのマッハ数勾配 dM/ds が一定値 ($-0.08/h_{th}$) となるよう決定した．一方，後半部分 (全長 $6.5h_{th}$) では，マッハ数勾配がなめらかに 0 へ近づくよう断面面積を変化させた．フロー・プラグがない場合の出口高さ h_e は $1.23h_c$ である．

2.3 抽気用スリット カウル・リップ先端からランプ面

第 1 図 2 次元超音速インテーク・モデル

に下した垂線とランプ面との交点に，開口部先端が位置するようにスリットを設けた．スリットは風洞実験用の模型と同一形状であり，詳細は 3.3 節にて述べる．

2.4 フロー・プラグ フロー・プラグ位置を前後に移動させ，インテーク出口最小高さ ($h_{e,min}$) を変化させ，流量・背圧を調節した． $h_{e,min}$ に応じて，第 2 図に示すような亜臨界状態，臨界状態および超臨界状態の 3 種類の作動状態を作り出すことができる．本モデルにおける臨界状態 (b) では，カウル・リップが鈍頭形状のため垂直衝撃波が亜音速ディフューザ入口前面において離脱しており，衝撃波の三重点は捕獲高さの外側に存在する．臨界状態から， $h_{e,min}$ を増す (フロー・プラグ位置を下げる) とディフューザ内部に衝撃波が発生する超臨界状態 (a) となり，逆に減少させると垂直衝撃波がランプ先端に近づく亜臨界状態 (c) となる．

3. 数値シミュレーション方法

3.1 計算ソルバー 独立行政法人宇宙航空研究開発機構 (JAXA) が開発した UPACS (Unified Platform for Aerospace Computational Simulation)^{11,12)} を使用して非定常 2 次元数値シミュレーションを行った．支配方程式には圧縮性 full Navier-Stokes 方程式を用い，セル中心体積法で離散化した．対流項の計算には Roe スキーム (空間精度 3 次)，時間積分には陰解法を用いた．CFL 数を 2,000 として 50,000 ステップの計算を行った．また，乱流モデルは組み込まなかった．

3.2 計算格子 数値シミュレーションに使用した計算格子を第 3 図に示す．格子生成を簡単化するため，領域を 5 ブロック (w/o slit) あるいは 6 ブロック (with slit) に分割した．代数型格子生成法で初期格子を生成し，続いて楕円型偏微分方程式による格子生成法を部分的に用いて格子形状を

第2図 超音速インテークの作動状態

第3図 計算格子

第4図 抽気用スリットの形状

平滑化した。2次元平面に対する格子点総数は約100,000～127,000点である。スリット部の格子点数は約13,000～22,000点である。最小格子幅は、粘性底層内に数点入るよう代表長さ h_c に対して、 2.0×10^{-5} 程度とした。なお、分割した格子は、マルチ・ブロック法により接続した。

3.3 計算条件と計算ケース 並行して進めている風洞実験^{9,10)}に合わせて、一様流マッハ数は1.64、よどみ点圧力は300 kPa、よどみ点温度は400 Kとした。主流のレイノルズ数 Re は、捕獲高さ h_c を代表長さにすると約 2.9×10^5 である。また、数値計算の開始条件は、インパルシブ・スタートとした。

第1図(a)に示すインテーク出口最小高さ h_{e_min} をさま

第1表 抽気用スリット形状の値

Type	L_{si}/h_c	L_{so}/h_c	D_s/h_c	D_{sc}/h_c	θ [deg]
Wide	0.240	0.394	0.344	0.346	90
Wide+obli	0.240	0.437	0.344	0.495	45
Narrow	0.240	0.295	0.344	0.345	90
Narrow+obli	0.240	0.295	0.344	0.501	45

ざまに変えてインテーク性能の流量依存性を調べた。 h_{e_min} はフロー・プラグとインテーク出口壁で作られる流路の最小部であり、約 $0.498h_c$ から約 $0.776h_c$ の間の16ケースについて数値計算を行った。

スリットによる抽気方法は、超音速インテーク内圧と外圧を利用した自然抽気である。計算で用いたスリットの概略形状を第4図に、形状パラメータの詳しい値を第1表に示す。本計算では、垂直で幅の広いwideタイプ、傾斜角45[deg]で幅の広いwide+obliタイプ、垂直で幅の狭いnarrowタイプおよび傾斜角45[deg]で幅の狭いnarrow+obliタイプの4種類のスリット形状とスリットなし(w/o slit)タイプについて数値シミュレーションを行った。入口側長さ L_{si} は一定とした。また、ランプ先端からスリット入口先端までの距離 l_r も一定(2.3節)としたため、スリット深さ D_s も一定である。

4. 数値シミュレーション結果および考察

4.1 超音速インテークの作動状態 第5図には、スリットなしタイプとwideタイプに対するインテーク出口最小高さによる質量流量の比較を示す。 MFR_{fp} は、第1図(a)に示した超音速インテーク前面位置での流入流量とフロー・プラグ直前位置での流出流量との比であり、式(1)を用いて求めた。質量流量 MFR_{so} は、超音速インテーク前面位置での流入流量とスリット出口での流出流量との比であり、式(2)を用いて求めた。

$$MFR_{fp} = \frac{\rho_{fp} U_{fp} A_{fp}}{\rho_0 U_0 A_c} \quad (1)$$

$$MFR_{so} = \frac{\rho_{so} U_{so} A_{so}}{\rho_0 U_0 A_c} \quad (2)$$

ただし、断面積 A_c 、 A_{fp} および A_{so} は、長さ h_c 、 h_{fp} および L_{so} を代わりにそれぞれ用いた。

第5図では、インテークの流出流量 MFR_{fp} の減少にとってもなっており、スリットを通る流量 MFR_{so} が増加している様子が捉えられている。 MFR_{fp} の減少域は亜臨界作動状態に対応している。超臨界作動状態のとき、ディフューザ入口の垂直衝撃波は形を変えず、スリット入口部の圧力も変化しないので、 MFR_{so} は一定である。一方、亜臨界作動状態になるとディフューザ入口の垂直衝撃波は上流側へ徐々に移動し、それに伴いスリット入口部の圧力も徐々に高まる。これによりスリット出口との圧力差が大きくなり、 MFR_{so} が増大する。

また、亜臨界作動状態におけるスリットのない場合と比べると、スリットを設けることで h_{e_min} は同じでも MFR_{fp} が増加する。これは、スロート近傍に発生する垂直衝撃波

第5図 インテーク出口最小高さによる質量流量の変化

(a) 質量流量 MFR_{fp} と圧力回復率 PR との関係 (b) 質量流量 $MFR_{fp} + MFR_{so}$ と圧力回復率 PR との関係

第6図 超音速インテークの作動状態

位置, および, 亜音速ディフューザ内での流れのはく離の違いが理由である. さらに詳しい説明は次節以降で行う.

第6図には, MFR_{fp} および $MFR_{fp} + MFR_{so}$ と圧力回復率 PR との関係を示す. PR は, フロー・プラグ先端のディフューザ断面における全圧の平均値 P_{tfp} と主流全圧 P_{t0} の比として定義した.

まず, 亜臨界作動状態に着目する. 圧力回復率の最大値

は, すべて亜臨界作動状態において得られる. しかし, その値はスリットなしでは88%程度に留まるが, スリットを設けることで94%程度までタイプにかかわらず高まる. さらに, スリットを設けることで, 亜臨界作動状態における衝撃波振動現象 (バズ)¹⁾の発生開始 MFR_{fp} の値が大幅に低下していることがわかった. また, バズ発生開始 MFR_{fp} の値はスリット形状によって異なる. バズ発生開始 MFR_{fp} の各値は, スリットなしで約 0.77, 傾斜を設けない wide タイプで約 0.71, narrow タイプで約 0.69, 傾斜を設けた wide+obli タイプで約 0.65, narrow+obli タイプで約 0.67 であった. しかし, スリット抽気量も加味した第6図 (b) に示す $MFR_{fp} + MFR_{so}$ の値からは, スリットありタイプではすべて 0.80 前後に発生開始点をもつことがわかる.

次に, 超臨界作動状態に着目する. 第6図 (a) の MFR_{fp} をみると, 傾斜のあるスリットでは, スリットなしや垂直型スリットと比べて値が減少している. 一方, 第6図 (b) に示したスリットありタイプの $MFR_{fp} + MFR_{so}$ の値は, 約 0.87 とすべて同一であった.

以上をまとめると, スリットの設置により, (1) 最大圧力回復率の改善, (2) バズ開始 MFR_{fp} の減少, (3) 超臨界状態でのインテーク出口流量の低下, がみられた. それぞれの理由については次節以降で考察を行う.

4.2 インテークの流れ構造 第7, 8図には, インテーク出口最小高さを超臨界作動状態に対して $h_{e_min}/h_c = 0.776$, 亜臨界作動状態に対しては第6図中に示す衝撃波振動現象 (バズ) がみられた $h_{e_min}/h_c = 0.689$ (スリットなし), $h_{e_min}/h_c = 0.585$ (wide, narrow), $h_{e_min}/h_c = 0.550$ (wide+obli, narrow+obli) としたときの等マッハ数分布を示す.

第7図の超臨界作動状態における垂直衝撃波とカウル・リップとの位置関係に着目すると, スリットを設けることで, 衝撃波がカウル・リップに近づいていることが確認できる. 第9図に, スリットなし, wide, wide+obli タイプにおける超臨界作動状態での衝撃波の詳しい位置を示す. この図は, $M = 1.64$ (oblique shock) と $M = 1.0$ (normal shock) の線を抽出したものである. どちらのスリットありタイプでも, 垂直衝撃波はカウル・リップおよび抽気用スリットの入口に近づいている. さらに詳しくみると, 傾斜を設けたスリットのほうが, よりスリット近傍まで衝撃波が引き寄せられている. これらの傾向は narrow および narrow+obli タイプでも同様であった.

スリットの有無による衝撃波位置の違いは, インテーク捕獲流量のうちカウル・リップ前面を通じて漏れる (スピレージ) 流量が変化することによるものである. スリットを設けると, スピレージを減らすために, 垂直衝撃波がカウル・リップに近づく. 第6図 (b) より, スリットのある場合の MFR_{fp} と MFR_{so} の和はスリットのない場合の MFR_{fp} に比べて大きい. すなわち, スピレージ流量が小さくなっている.

次に, 亜音速ディフューザ内での流れのはく離に着目する.

まず, 第7図の超臨界作動状態では, スリットの有無, 形

 (a) スリットなしタイプ ($h_{e_min}/h_c = 0.776$)

 (b) wide タイプ ($h_{e_min}/h_c = 0.776$)

 (c) wide+obli タイプ ($h_{e_min}/h_c = 0.776$)

 (d) narrow タイプ ($h_{e_min}/h_c = 0.776$)

 (e) narrow+obli タイプ ($h_{e_min}/h_c = 0.776$)

第7図 等マッハ数分布（超臨界作動状態）

 (a) スリットなしタイプ ($h_{e_min}/h_c = 0.689$)

 (b) wide タイプ ($h_{e_min}/h_c = 0.585$)

 (c) wide+obli タイプ ($h_{e_min}/h_c = 0.550$)

 (d) narrow タイプ ($h_{e_min}/h_c = 0.585$)

 (e) narrow+obli タイプ ($h_{e_min}/h_c = 0.550$)

第8図 等マッハ数分布（亜臨界作動状態）

状によらず、亜音速ディフューザ内の最終衝撃波付近からの大規模な流れのはく離がカウル側、ランプ側両面にて確認できる。また、この最終衝撃波位置は激しく非定常に振動している。

次に、第8図に示す亜臨界作動状態では、スリットの有無によりはく離の様子が異なる。スリットなしタイプでは、ランプ側にはランプ面上で発生した流れのはく離が亜音速ディフューザ内に流入する様子がみられる。一方、カウル側の流れのはく離は規模が小さい。これに対して、スリットありタイプでは、ランプ側におけるスリット下流での大規模な流れのはく離は抑制される。しかし、カウル・リップ付近を起点として発生している規模の大きなはく離が、亜音速ディフューザ内に存在する。

 第9図 各タイプにおける衝撃波の位置（超臨界作動状態： $h_{e_min}/h_c = 0.776$ ）

第 10 図 抽気用スリットでの等マッハ線図と速度ベクトル (超臨界作動状態)

第 11 図 抽気用スリットでの等マッハ線図と速度ベクトル (亜臨界作動状態)

スリットを設けることでランプ面上に生じたはく離域が排除された結果、ランプ側のはく離は抑えられたと考えられる。一方、超臨界作動状態と比較して亜臨界作動状態でカウル・リップ付近からはく離が生じ易くなった原因は、亜音速ディフューザ内衝撃波の消滅によるものである。また、亜臨界作動状態でスリットがある場合にカウル・リップ付近から大規模なはく離が生じた原因は、ディフューザ入口の流れ方向がスリット流れの影響によりランプ側に引き寄せられ（下向きになり）、カウル・リップ近傍の流れが低速、かつ流れ方向の逆圧力勾配が増大したためである。

4.3 抽気用スリットの状態 第 10, 11 図には、超臨界作動状態と亜臨界作動状態の各スリット・タイプに対してスリット部を拡大した等マッハ数分布とベクトル線図を示す。第 12 図には、抽気用スリット出口での流出流量を示す。抽気用スリット出口での流出流量は、式 (2) により整理した。

はじめに、超臨界作動状態に着目する。まず、wide タイプ (第 10 図 (a)) では、非常に安定した大きな渦が存在し、渦の横の狭い領域に流入側から流出側への流路が形成されている。抽気用スリット出口での流出流量比 MFR_{so} は約 4.3% である。次に、wide+obli タイプ (第 10 図 (b)) では安定した渦は形成されず、複雑な流動を示す流路が存在している。 MFR_{so} は傾斜のないタイプに比べて大きく、約 5.7% である。一方、narrow タイプ (第 10 図 (c)) では wide タイプと同様に大きな渦が存在するが、時々刻々と渦の形状を変化させている。 MFR_{so} は約 4.8% である。さらに、narrow+obli タイプ (第 10 図 (d)) では、wide+obli タイ

プと同様に複雑な流動を示す流路が存在している。 MFR_{so} は約 7.0% である。

以上より、傾斜を設けることで MFR_{so} の値が 3 割から 5 割程度大きくなることがわかる。これに対して、第 9 図に示すとおり、ディフューザ入口の衝撃波形状はほとんど差がみられないため、スピレージを差し引いたインテークへの流入流量はほぼ一定である (第 6 図 (b))。その結果、第 6 図 (a) の超臨界作動状態における傾斜のあるスリットの MFR_{fp} の値は、それ以外のものに比べて小さくなったといえる。

さらに、超臨界作動状態では、インテーク出口最小高さによらず MFR_{so} の値は一定となった。これも、ディフューザ入口垂直衝撃波の位置がほぼ等しいためである。第 7 図に示すとおり、スロート近傍の垂直衝撃波が前方に押し出されはじめる (臨界作動状態) まで、衝撃波はスリットのごく直前に形成される。スリット入口における流れの条件は衝撃波背後の状態に依存し、衝撃波の位置がほぼ等しいときは一定となる。その結果、スリット流量もまた一定となる。

次に、亜臨界作動状態に着目する。まず、wide タイプ (第 11 図 (a)) では、超臨界作動状態のときにみられた安定した大きな渦は存在せず、非常に複雑な流動を示している。流路の幅が広がり、 MFR_{so} は最大約 12.3% に増加している。次に、wide+obli タイプ (第 11 図 (b)) では、スリット形状に沿った幅の広い流路が比較的安定して形成されている。 MFR_{so} は約 16.9% と、傾斜を設けない場合に比べて非常に大きくなる。一方、narrow タイプ (第 11 図

第12図 抽気用スリット出口での流出流量

(c) では、超臨界作動状態時と同様に時々刻々と形状を変化させる渦が存在する。MFR_{so} は約 13.4% である。最後に narrow+obli タイプ (第 11 図 (d)) では、スリット形状に沿った幅の広い流路が安定して形成されている。MFR_{so} は約 15.6% である。

以上より、抽気用スリット周りの流れは、スリット形状および作動状態への依存が大変強いことがわかる。実際のインテーク設計では、例えば、アスペクト比 L/D (本論文では L_{so}/D_s) が 1 前後になると大きな渦がスリット内に存在し、幅を拡大したにもかかわらず流量が減少することや、傾斜の有無により流量が 30% 以上変化することなどに注意を払う必要がある。

4.4 ランプ面上での離位置とバズの発生状態 第 13 図には、ランプ面上での x 方向のはく離開始点の平均、上流および下流位置を、スリットなしタイプと各スリット・タイプについてそれぞれ示す。はく離開始点は、ランプ壁面近傍での x 方向の速度成分 u が $du/dy=0$ となる位置とした。

超臨界作動状態でははく離点の平均位置は、スリットありタイプではどれも下流側のスリット入口近くにある。一方、スリットなしタイプのはく離点の平均位置は、ランプ先端-スリット入口間のランプ先端から約 1/3 下流側にある。これは、第 9 図で示した衝撃波位置の違いと対応しているものと考えられる。

亜臨界作動状態では、どのタイプでもランプ面上のはく離点の平均位置は上流側へ徐々に移動し、最終的にはランプ先端近くに到達する。また、図を詳しくみると、スリットの有無によらず、はく離点の平均位置が $x/h_c = 0.6$ 前後にいたると、はく離点の振幅が大きくなっている。各スリット・タイプに対するバズの発生流量比は第 6 図に示したとおりであり、はく離点が $x/h_c = 0.6$ の位置に達する MFR_{fp}+MFR_{so} の値 (約 0.80) に対応していることがわかる。

$x/h_c = 0.6$ という点は、衝撃波の三重点から生じるせん断層がカウル・リップと干渉しはじめる状態に相当している。スリットへの抽気流量 MFR_{so} が付加されると、同じ MFR_{fp} でもスピレージが減少、すなわち、衝撃波位置がランプ後方に引き寄せられるため、せん断層とカウル・リッ

(a) w/o slit タイプ

(b) wide タイプ

(c) wide+obli タイプ

(d) narrow タイプ

(e) narrow+obli タイプ

第13図 ランプ面上ではく離の x 方向変位

第 14 図 インテーク出口断面での全圧分布 (座標ごとの時間平均)

第 15 図 インテーク出口断面での全圧の RMS 値 (座標ごと)

プとの干渉が抑制される。その結果、亜臨界作動状態の幅広い MFR_{fp} においてバズの発生を抑えられる。

4.5 インテーク出口での圧力分布 第 14 図には、インテーク出口断面において時間平均した全圧分布を示す。計算条件は第 7 図および第 8 図に相当する。それぞれの値は主流の全圧で無次元化した。超臨界作動状態での全圧分布は放物線型の上下対称である。一方、亜臨界作動状態での全圧分布は上下非対称の台形型である。スリットなしではカウル側で高い値を示し、スリットありでは形状に依存せずランプ側で高い値を示す。

これらの圧力分布の特徴は、はく離域の違いによるものである。第 7 図における超臨界作動状態では、スリットの有無に関係なくはく離がカウル側とランプ側の両側に存在する。これに対して、第 8 図 (a) におけるスリットなしタイプでは、ランプ側のはく離がインテーク出口に存在している。

一方、第 8 図 (b)～(e) におけるスリットありタイプでは、すべてのタイプでカウル側からのはく離がインテーク出口にまで達している。しかし、スリットを設けることで得られるランプ側の高い圧力回復により、カウル側のはく離による全圧低下を考慮に入れても、全圧回復率の断面平均値 (第 6 図) は大きくなる。

第 15 図には、第 14 図で示した座標ごとの全圧 (主流の全圧で無次元化) に対する RMS 値の分布を示す。超臨界

作動状態において、スリットありタイプはスリットなしタイプよりも全圧の変動が大きくなっている。一方、亜臨界作動状態において、スリットありタイプはスリットなしタイプよりも全圧の変動が小さくなっている。また、超臨界作動状態は、スリットの有無、形状の違いによらず、亜臨界作動状態に比べて全圧の変動が大きい。

以上のことから、ディフューザ入口でのスリット抽気は、亜臨界作動状態におけるインテーク性能改善に大きな効果をもつのにに対し、超臨界作動状態の性能改善にはつながらないことがわかる。

なお、作動状態にかかわらずピークが二つみられるが、これらのピークは、フロー・プラグにより上下方向に流路が分断されるために生じたものではなく、亜音速ディフューザ部の衝撃波背後に存在する上下二つの流れのはく離域を起因とする変動によるものである。第 16 図にフロー・プラグを使用せずに出口面積を調節した計算結果を示す。計算で与えた流路形状を第 16 図 (a) に示す。スリットありの wide タイプにおける超臨界作動状態と亜臨界作動状態を比較した。第 16 図 (b) の比較より、フロー・プラグの有無にかかわらず二つのピークが現れることがわかる。

5. ま と め

非定常 2 次元数値シミュレーションにより超音速インテーク周りの流れ場を調べた。特に、抽気用スリットの有無お

(a) フロー・プラグがない場合のインテーク形状

(b) インテーク出口断面での全圧の RMS 値 (座標ごと)

第16図 フロー・プラグの有無によるインテーク出口 RMS 値の比較

よび形状変化による超音速インテーク性能の相違について詳しく調べた。得られた主な結論は以下のとおりである。

1) スリット抽気により、亜臨界作動時にみられる圧力回復率の最大値が増す。これは、スリットを付加することで、ランプ側ディフューザ壁面のはく離が抑制されるためである。

2) スリット流量は形状に大変強く依存する。例えば、主流方向に傾斜させたタイプのほうが、主流と垂直なタイプに比べて流量が大きい。

3) 抽気用スリット出口での平均流出流量は、超臨界状態ではほぼ一定であるが、亜臨界状態では急激に増加する。これは、ディフューザ入口垂直衝撃波の位置変化に対応している。

4) スリットを設けることで、亜臨界作動状態におけるバズの発生が抑制される。安定動作する MFR_{fp} の領域は、スリット流量の増大にともない拡大する。

5) ディフューザ入口におけるスリット抽気は、超臨界作動状態での圧力回復率や全圧変動の改善にはつながらない。

参考文献

- 1) Seddon, J. and Goldsmith, E. L.: Intake Aerodynamics, 2nd ed., Blackwell Science, London, 1999.
- 2) 本阿弥眞治：圧縮性乱流せん断層の制御，日本機械学会論文集 B 編，**63** (1997)，pp. 9–15.
- 3) Hamed, A. and Shang, J. S.: Survey and Assessment of Validation Data Base for Shockwave Boundary Layer Interactions in Supersonic Inlets, AIAA Paper 89-2939, 1989.
- 4) Harloff, G. J. and Smith, G. E.: Supersonic-Inlet Boundary-Layer Bleed Flow, AIAA J., **34** (1996)，pp. 778–785.
- 5) 小宮山文男，田中靖幸，志沢高朗，本阿弥眞治，坂田公夫，柳良二，進藤重美，村上 哲，吉永 崇，白石和雄，田中厚成：斜め衝撃波と境界層の三次元干渉場に及ぼす抽気の影響，日本機械学会論文集 B 編，**60** (1994)，pp. 3408–3414.
- 6) 檀原伸補，山本 誠，本阿弥眞治，坂田公夫：抽気を伴う斜め衝撃波/乱流境界層の干渉場の三次元数値計算，日本機械学会論文集 B 編，**64** (1998)，pp. 2417–2423.
- 7) 坂本和之，本阿弥眞治，坂田公夫，村上 哲，進藤重美：入口衝撃波を伴う超音速ディフューザの流路形状に関する実験的研究，日本機械学会論文集 B 編，**60** (1994)，pp. 2261–2266.
- 8) 渡辺 安，村上 哲，藤原仁志：超音速インテークの空力性能に及ぼす側壁形状の影響，宇宙航空研究開発機構研究開発報告，JAXA-RR-03-009, 2004.
- 9) 西澤宇一，山本 伸，亀田正治：超音速インテーク周りの流れにおける衝撃波の挙動，日本航空宇宙学会第 36 期年會講演會講演集，2005，pp. 122–125.
- 10) 武田俊介，西澤宇一，亀田正治：超音速インテークにおける衝撃波振動現象，日本機械学会 2006 年度年次大会，No. 2334, 2006.
- 11) 山本一臣，高木亮治，山根 敬，榎本俊治，山崎裕之，牧田光正，岩宮敏幸：CFD 共通基盤プログラム UPACS の開発，第 14 回数値流体力学シンポジウム講演論文集，No. D02-1, 2000.
- 12) 山根 敬，山本一臣，榎本俊治，高木亮治，山崎光正，山本 武，岩宮敏幸，中村 孝：CFD コード共通化プロジェクト UPACS の現状，航技研特別資料，SP-46, 2000，pp. 45–50.