

UDC 621.45.054.82:
532.525:
532.526:
533.6.011.5

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-479

二次噴射を伴う超音速円錐ノズル内の流れ

升谷五郎・鎮西信夫・石井進一
村上淳郎・小室智幸

1976年12月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

二次噴射を伴う超音速円錐ノズル内の流れ*

升谷五郎**・鎮西信夫**・石井進一**
村上淳郎**・小室智幸**

Flowfield Induced by a Secondary Jet in a Supersonic Conical Nozzle

By Goro MASUYA, Nobuo CHINZEI, Shinichi ISHII,
Atsuo MURAKAMI and Tomoyuki KOMURO

ABSTRACT

The flowfield induced by secondary gas injection into a supersonic conical nozzle with a 9.6° half-angle was investigated experimentally. Mach number and Reynolds number of the main stream at the injection point, without injection, were 2.1 and 7.0×10^6 , respectively. Flow direction, Pitot pressure and cone surface pressure over a cross section, and nozzle wall static pressure were measured with the main point of interest being the downstream part of the injection port.

Static pressure and Mach number distributions over a cross section were deduced from the Pitot and cone surface pressures. These distributions suggest that the flow downstream of the injection port is composed of three shock waves and five regions. Axial development of the flowfield and the effect of the stagnation pressure ratio of the secondary jet to the main stream on the flow structure were also investigated. Axial variations in the maximum value of the wall static pressure in cross sections were compared with the calculated pressure ratios behind the bow shock and its reflected wave.

In addition, axially unsymmetric separation lines caused by secondary injection into an over-expanded nozzle flow are shown along with wall static pressure data.

1. まえがき

超音速で流れている気流に対してある角度を持った二次流を噴射したときに生ずる流れは、ロケット・モータの二次噴射推力方向制御(SITVC)、飛しょう体の side jet による姿勢制御そして超音速燃焼器内の燃料噴射など実用上重要な応用があり、多くの研究が行われてきた。それにもかかわらず、この流れは二次噴流が前方に離脱衝撃波を形成し、それが境界層と干渉すること、二次噴流が主流によって下流側へ向きを変えられながら主流と混合していくことなど一般に極めて複雑な粘性-非粘性干渉を伴う三次元流れであるために理論的な解析は非粘

性二次元の場合の噴流境界と離脱衝撃波の形状を含む流れの状態を time dependent 法で求めた研究¹⁾や、主流境界層が層流でかつ二次流の噴出速度が小さい場合の研究²⁾⁻⁴⁾などに限られその数は多くない。またそれらを取り扱っているのは非粘性や層流の場合であって、実用上最も関心がある高レイノルズ数の乱流状態に対してそのまま適用することはできない。従ってこの問題に関する研究の大部分は実験的研究とその実験結果を基礎とした半経験的解析とからなっている。

実験的研究で報告されている測定内容は壁面での静圧分布⁵⁾⁻¹⁶⁾、離脱衝撃波の形状¹⁷⁾⁻²²⁾、二次噴流の貫通高さ (penetration height)^{6), 18), 14), 19), 20), 22)-26)}、流れの断面内の二次気体濃度^{6), 12), 10), 25), 27), 28)}などが中心である。しかしながら流れの断面内の濃度以外の諸量、例えばマ

* 昭和51年11月1日 受付

** 角田支所

マッハ数や静圧の分布を報告している論文は少ない。Torrence²⁹⁾, Rogers³⁰⁾ および Wagner et al.³¹⁾ は平板上の流れに対する二次噴射により生ずる流れの諸量をピトー圧ともう一つの圧力(静圧または円錐表面圧)そして二次流体の濃度の測定により決定した。彼らの関心は主に超音速燃焼器に関するものであったので測定範囲は主流と二次流の混合が見られる付近を中心としており流れの断面全域にわたってはいない。Charwat & Allegre³²⁾ は円錐ノズル内の二次噴射により生ずる流れのピトー圧、壁圧分布および oil flow pattern を測定して流れの特徴を説明しているが、その結果は定性的な説明とみなされる。

本論文は円錐ノズル内で SITVC を行なう場合に生ずる流れのモデル化の助けとなることを目的として流れを主流、二次流ともに空気を用いてシミュレートした実験の結果を報告するものである。壁圧分布および断面内の流れ方向、ピトー圧と円錐表面圧を測定しその結果からマッハ数や静圧の断面内分布を描き、それらに基づいて流れをその物理的特徴によりいくつかの構成要素に分割した。またこれらの構成要素が下流側へ進むにつれてどのように発達していくか、噴射圧力がそれらにどのような影響を持つかが調べられ、さらに主流の総圧が低い時に起こるノズル流のはく離現象に対する二次噴射の影響も調べられた。

2. 記 号

- a_k : (A-5) 式に現われる定数
 B : 衝撃波中心軸 (図22参照)
 C : ノズル円錐中心軸 (図22参照)
 c_d : 流出係数
 d : 直径
 J_0 : Blast wave theory で用いられる定数
 M : マッハ数
 O : ノズル円錐の仮想頂点 (図22参照)
 P : 離脱衝撃波とノズル壁の交差線上の点 (図22参照)
 p : 圧力
 R_0 : Blast wave の代表長さ
 T : 温度
 X : 点 O からの距離又は平板上の流れ方向座標
 Y : 平板に垂直な方向の座標
 x, y, z : ノズルに固定されたデカルト座標 (2.5 節および図2参照)
 α : ノズル半開角
 β : ノズル中心軸と衝撃波中心軸のなす角

- γ : 比熱比
 δ : プロープ軸に対する迎え角 (図7参照)
 θ : $x-z$ 面内の流れ方向角 (図14参照)
 λ_1 : Blast wave theory で用いられる定数
 Φ : 点 O を原点とする極座標の天頂角 (図22参照)
 ϕ : ノズルの周方向角 (図3参照)
 ψ : 離脱衝撃波面と入射流線のなす角度
 添字
 — : R_0 で無次元化した座標
 ~ : 離脱衝撃波の仮想起点からの無次元座標
 a : 大気圧 (背圧)
 c : 円錐表面圧
 eq : 等価二次元成分
 I : 二次噴射位置
 i : 二次流または二次噴射孔
 max : 最大壁圧線
 N : 離脱衝撃波の仮想起点
 P : 点 P
 p : ピトー圧
 s : 離脱衝撃波
 t : 岐点状態
 t_n : 離脱衝撃波とノズル壁の交差線の接線方向成分
 1 : 入射衝撃波前方
 1B : First order blast wave
 2 : 反射衝撃波前方
 2B : Second order blast wave
 ∞ : 乱されない主流
 $*$: スロート

3. 実験装置および方法

3.1 空気供給装置

主流は常温の高圧乾燥空気源から減圧装置を通してノズルへ供給される (図1参照)。高圧空気源の圧力は実験開始時に約 13 MN/m^2 であるが 30 秒間の実験後には約 7 MN/m^2 まで低下する。減圧装置は通常の実験では主流ノズル内で総圧が 2.0 MN/m^2 となるように調節される。二次流もまた同一の空気源から供給される。二次流の調圧は二次噴射孔直前のたまり圧力のブルドン管圧力計表示を見ながら手動でニードル弁の開度を調節して行った。二次流の圧力は主流との総圧比が 0.25, 0.55, 1.00, 1.50 または 2.00 となるように設定される。

高圧空気源内の空気は実験中に断熱的に膨張するためその温度は低下する。主流ノズルのスロート前方のたまり部に取り付けられた熱電対は実験開始とともに主流温

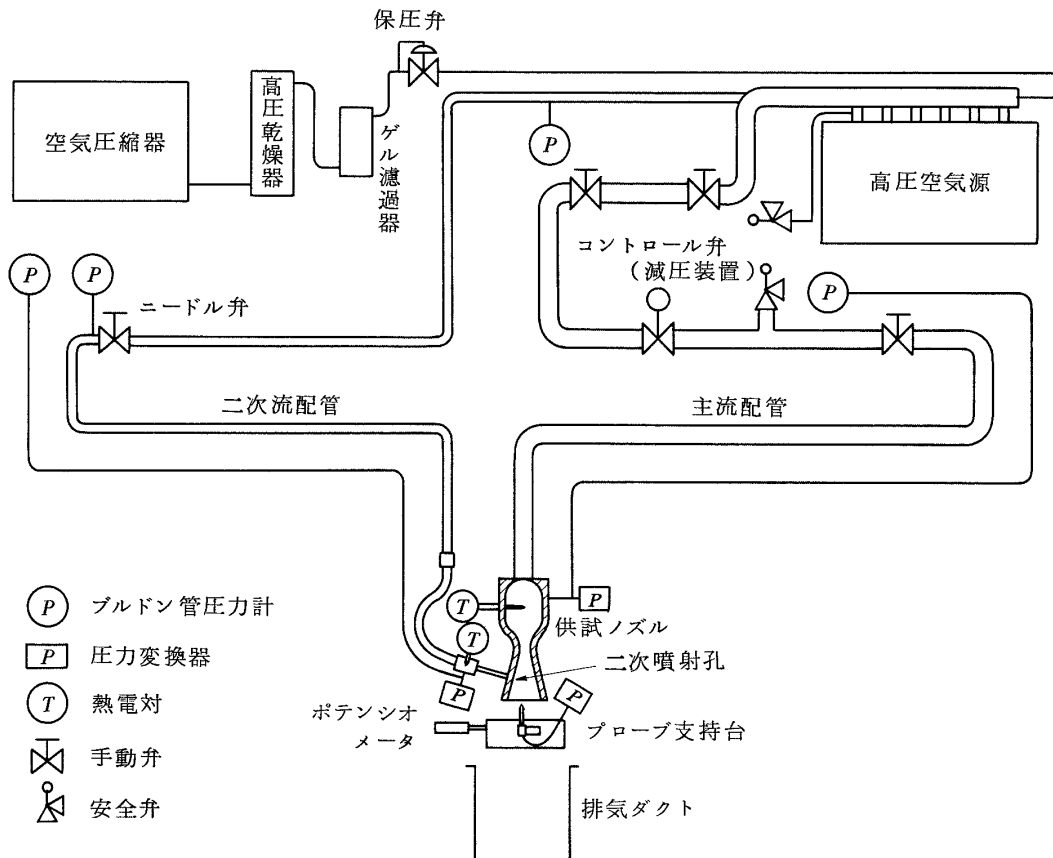


図1 実験装置の配置

度が低下し、30秒後には室温より約25K低くなることを示す。一方二次流側のたまり部の熱電対の指示はほとんど室温のままにとどまる。これは二次流側配管の長さとの比が主流側配管のそれの約3倍あり、さらに主流側配管は約1/3が鋼管で残りが銅管であるのに対して二次流側配管は全て銅管であるので、二次流空気は主流空気に比べて周囲から熱が伝わりやすいためと考えられる。実験時の平均的総温比は $T_{ti}/T_{t\infty} = 1.06$ である。

3.2 主流ノズルと二次噴射器

主流ノズルはスロート直径が26.0mm、超音速部が半開角9.6°の円錐型ノズルである(図2)。同一形状のノズルが壁圧測定と流れの横断面内のプローブ測定のためにそれぞれ1個ずつ作られた。横断面内のプローブ測定用ノズルは出口開口比が2.60であるが、その先に開口比3.54あるいは4.64の延長部を取り付けることができる。プローブによる測定はノズルの出口面および延長部の出口面で行なわれた。壁圧測定用ノズルの出口開口比は4.64で長い方の延長部の開口比に等しい。壁圧孔は140個設けられた。それらの実測位置をノズル壁面の

展開図上に示したのが図3である。スロート前方のたまり部は直径80.0mm、長さ約80mmである。ここで壁圧と温度を測定しそれらを乱されない状態の主流の総圧および総温とした。

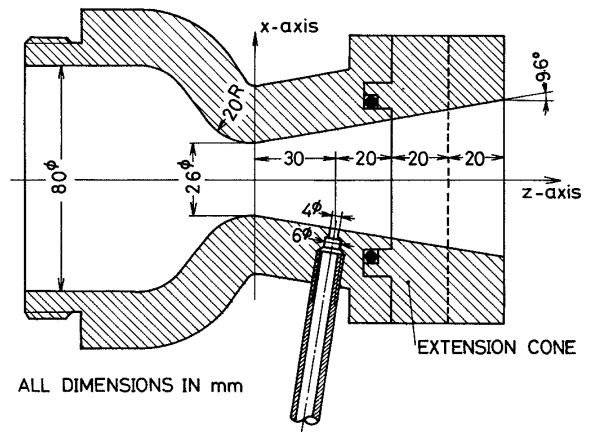


図2 供試ノズル

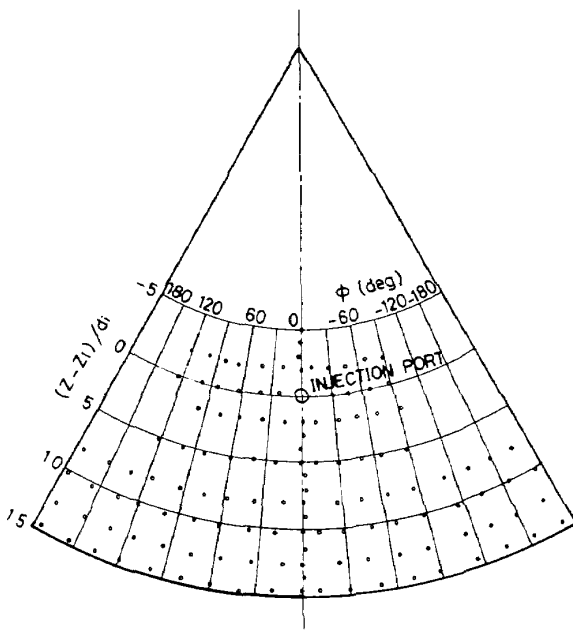


図3 ノズル壁面展開図上の壁圧孔位置

二次流はまず内径 30.0mm, 長さ 30mm のたまり部に入り, そこで主流と同様に総圧と総温が測定される。たまり部と主流ノズル壁にあげられた噴射孔の間は内径 6.0mm, 長さ 138mm の直管で結ばれる。噴射孔はその中心軸がノズル円錐の母線と直交するようにあげられた直径 4.0mm の単一の円孔である。二次流と主流の総圧比が充分大きければ二次流は噴射孔出口でチョークレマッハ数 1 となる。噴射孔の流出係数は二次流量の直接計測を行っていないため正確な値が分からないので一応 $c_d = 0.95$ と仮定する。

噴射孔中心軸と主流ノズル円錐母線の交点(以下噴射点あるいは噴射位置とよぶ)におけるマッハ数 M_{001} は約 2.1 である。主流の総圧と総温をそれぞれ $2.0\text{MN}/\text{m}^2$ および 300°K とし代表長さとしてスロートから噴射位置

までの壁に沿う長さをとったときの乱されない主流の噴射位置におけるレイノルズ数は 7.0×10^6 となる。このときの境界層は乱流境界層と考えられる。

3.3 測定装置

主流および二次流の総圧は前節で述べたようにそれぞれのたまり部の静圧を用いた。たまり部とスロートとの流路断面積の比から一次元理論で求めた静圧と総圧の比は主流と二次流でそれぞれ 0.9974 と 0.9999 で 1 からのずれは極めて小さく, 本実験で用いた圧力変換器および計測系の測定精度より小さく問題のないことが分かる。測定に用いた圧力変換器の型式, 測定レンジおよび公称精度を表 1 に示す。

壁圧分布は圧力走査器(SCANIVALVE MODEL J)により 47 個の壁圧孔を 1 回の実験で測定し, 同一条件の実験を 3 回繰返して全壁圧孔の圧力を測定した。

図 4 に横断面内の流れの測定に用いた 2 種類の圧カプローブ, 即ちピトー管と円錐表面圧管を示す。ピトー管は外径 3mm, 内径 1mm のステンレス鋼管の先端に直径 3mm のしんちゅう丸棒をねじ込みろう接しした後中心に直径 0.5mm の孔をあけたもので先端は平坦である。円錐表面圧管はピトー管と同じステンレス鋼管の先にしんちゅう製の半頂角 10.0° の円錐がねじ込みろう接されたものである。円錐表面の圧力孔は流れのプローブに対する迎え角や流れの諸量の勾配の影響を減らすために, 先端から 5mm の円周上に直径 0.4mm のものが 4 個等間隔であげられた。これらの圧力孔はプローブ内で単一の中心の孔に接続しているので, 実際に測定される圧力は円錐先端付近の一種の「流体力学的平均」圧力と考えられる。

これらのプローブはプローブ支持台に取り付けられる(図 5)。この支持台は水平面内の二方向にトラバースできるほかに, 高さでプローブの向きも一定範囲内で任意に設定できる。今回の実験ではピトー管は一方向に約

表 1 使用した圧力変換器

変換器名	測定項目	測定範囲(MN/m ²)	精度(%FS)
KYOWA PE-50KF	主流総圧	0 ~ 5.00	±1
KYOWA PE-50KF	二次流総圧	0 ~ 5.00	±1
TOYODA PMS-5 20H	ピトー圧	0 ~ 2.06	±1
TOYODA PMS-5 5H	円錐表面圧	0 ~ 0.59	±1
STATHAM PA856-250	壁圧	0 ~ 1.72	±0.5
STATHAM PA856-50	壁圧	0 ~ 0.34	±0.5

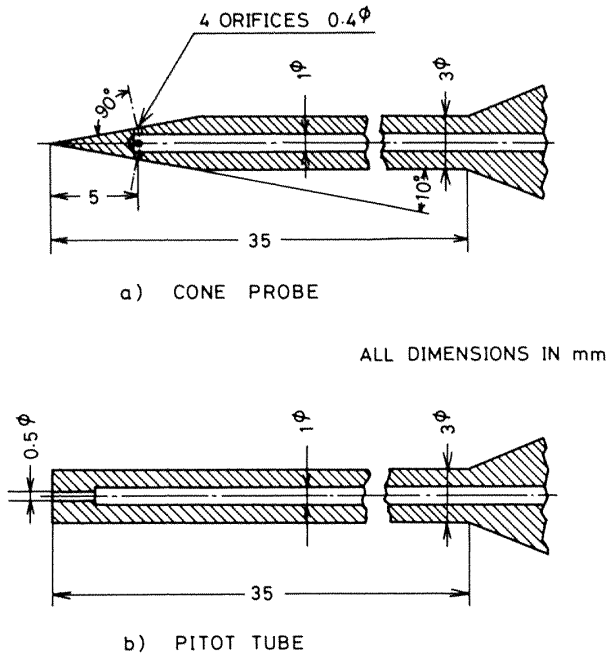


図4 圧カプローブ

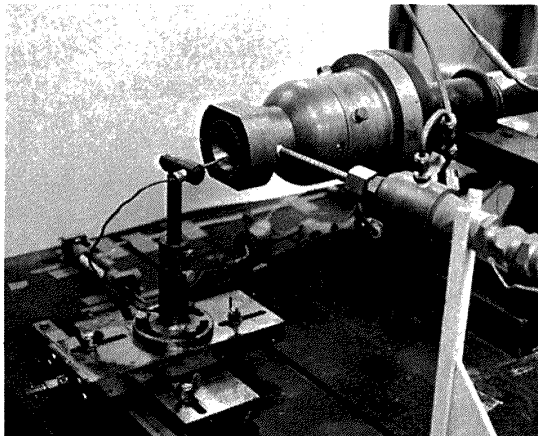


図5 プローブを取り付けたプローブ支持台と供試ノズル

3 mm/sでトラバースしながら測定を行なったが、円錐表面圧管はトラバースを行わず固定して測定を行なった。トラバース方向の位置の測定にはポテンシオメータを使用した。

3.4 プローブ校正

ピトー管と他のもう一種類の圧カプローブを用いて流れの諸量を測定する方法は、超音速後流²⁹⁾や二次噴射下流²⁹⁾⁻³¹⁾の流れのように衝撃波を伴うために総圧が変化してしまう流れで比較的好く用いられる。もう一種類のプローブとして静圧管^{29),30),33)}や円錐表面圧管^{31),33)}が用いられるが、本実験では後者が採用された。

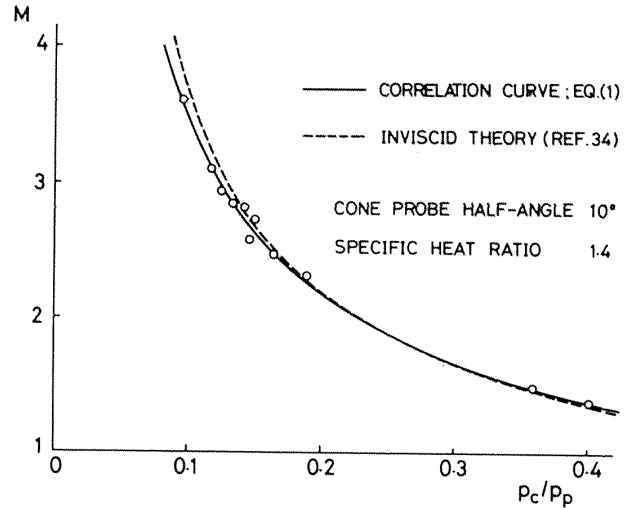


図6 円錐表面圧とピトー圧の比とマッハ数の関係 (空気, 円錐半頂角 10°)

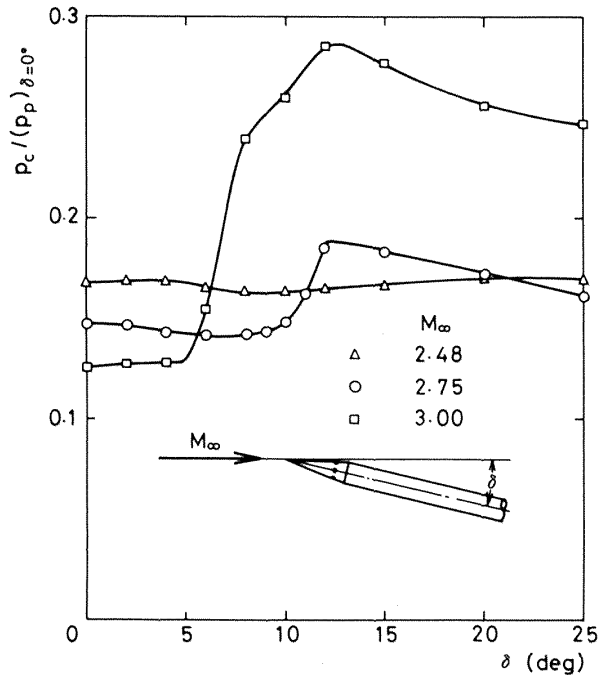


図7 円錐表面圧管の迎え角特性 (空気, 円錐半頂角 10°)

非粘性の様な超音速流を考えると、もし円錐表面圧管によって生ずる衝撃波がその先端に付着しているならば、二種類の圧カプローブの示す圧力の比は比熱比、マッハ数および円錐半頂角のみの関数となる。本実験では主流、二次流ともに空気を用いているので比熱比は流れのいたる所で一定で既知である。また円錐の半頂角も既知であるので流れのマッハ数 M は円錐表面圧 p_c とピトー圧 p_p の比 p_c/p_p と一対一に関係づけられる。この関係をいくつかのマッハ数で測定した結果と非粘性理論³⁴⁾により求めた結果を図6に示す。図中には次式で示される測定結果の相関も示されている。

$$M = 0.7672 (p_c/p_p)^{-0.6541} \quad (1)$$

非粘性理論曲線と相関曲線は p_c/p_p が 0.1 から 0.4 の間ではかなり良く一致している。この範囲はまた本実験で扱われる流れのマッハ数範囲である。

(1)式で示される関係はプローブの向きが流れ方向と一致している場合に成り立つものであるが、プローブ軸が流れに対して傾きを持つ場合にはこの関係は一般には成り立たなくなる。図 7 に 3 つの異なる主流状態で流れ方向とプローブ軸のなす角度 δ による p_c/p_p の変化を示す。なおここで p_p の迎え角による変化は p_c のそれに比べて非常に小さいので p_p の値は迎え角が 0° の時の値を用いている。図からわずかな迎え角に対しては(1)式で与えられる関係がほぼ成り立つと考えることができる。さらに迎え角を増していくと p_c はわずかに減少し続いて逆に増大しはじめる。この増大はその前の減少に比べてかなり変化が急激である。 p_c は極大値に達した後迎え角の増加にともなって再びゆるやかに減少していく。主流マッハ数が大きい程(迎え角 0° での p_c/p_p が小さい程) p_c が(1)式で表わされる値にほぼ保たれる迎え角範囲は狭くなり、さらにその後の変化も急激になる。これに加えて図 6 を見れば p_c/p_p が小さい程曲線の傾きが急になっており二種類の圧力プローブを用いた測定から流れの状態を決定する際に高マッハ数の流れ程誤差が入りやすくなることが分かる。

低マッハ数側の使用限界は衝撃波が円錐表面圧管の先端に付着しなくなる限界で、半頂角 10.0° 比熱比 1.4 に対しては約 1.05 である。⁸⁵⁾

3.5 実験手順

ここではプローブを用いた断面内流れの測定手順を簡単に述べる。前節で明らかになったように流れ方向を知らずにプローブの向きを適当に(例えば乱されない主流方向に)設定した場合、非常に大きな誤差を持ち込むおそれがある。従ってまず流れ方向の測定が行なわれた。以下の便宜のために次のようなデカルト座標系を導入する。即ち主流ノズルの中心軸を z 軸とし、二次噴射孔の中心軸の z 軸に垂直な平面への射影を x 軸とする。これらの軸の正方向はそれぞれ主流および二次流の流れ方向とする。 y 軸は x および z 軸に対して直交右手系をなすようにとられる。図 2 には x および z 軸が示されている。この座標系の原点は z 軸上の任意の位置にとって良い。

流れ方向を測定するためピトー管が $x-z$ 面あるいは $y-z$ 面内でそれぞれ z 軸に対して -25° から $+25^\circ$ まで 5° 置きに角度を変えて取り付けられ、一定の y の値で x 方向にトラバースが繰返された。ただし $y=0$ 面は流れの対称面と考えてここでは $y-z$ 面内の取り付け角

度は 0° に固定したままとした。トラバース結果は x の 2mm 置き の点の前後 0.5mm の間のデータを平均してその点の値として記録した。このようにして各点についてプローブの取り付け角度のちがいにより 21 個 ($y=0$ 面上の点に対しては 11 個)のピトー圧データが得られると、それらはピトー圧が迎え角 0° で最大となり迎え角の 2 乗に比例して減少するという仮定のもとで整理され、流れ方向とそれに合わせてピトー管を取り付けた時のピトー圧 p_p が決定された。次に各点で得られた流れ方向に合わせて円錐表面圧管が取り付けられ p_c の測定が行なわれた。

3.6 データ処理

圧力変換器と熱電対の出力は増幅され、フィルタにより高周波成分を取り除いた後アナログ/デジタル変換して磁気テープに記録された。数回の実験の後磁気テープは角田支所中央データ処理設備の中型電子計算機 TO SBAC-3400 により、実験内容毎に適当なソフトウェアで処理され必要な各種の量が求められた。

4. 結果と考察

4.1 横断面内の流れ

二次噴射を行なった時の噴射点下流の一つの横断面内の流れの測定結果を以下に示す。噴射総圧比 $p_{t1}/p_{t\infty}$ は 1.00 で、断面は $(z-z_1)/d_i=10$ の面である。

図 8 に横断面内の流れ方向とピトー圧の分布を示す。流れ方向は図の左上に示された長さの線分を流れ方向に合わせて置いた時のその $x-y$ 面への射影として示されている。二次噴射を行なわない場合の流れ方向は中心では点で表わされ、壁に向う程長くなり、壁では(線分の長さ) $\times \sin 9.6^\circ$ となる放射状の分布を示す。そこからのずれが二次噴射による流れ方向の変化である。二次噴射を行なわない時のピトー圧 $p_p/p_{t\infty}$ の分布は中心部では 0.40、周辺部では 0.38 程度となり、中心部が周辺部よりわずかに大きい。これは断面内のマッハ数分布の非一様性に対応するものである。

図には 3 つの衝撃波が太い実線で示されている。これらのうち離脱衝撃波 B と再圧縮衝撃波 F はピトー管の x 方向へのトラバースやシュリレン写真などによって簡単にその存在を確認することができる。しかし離脱衝撃波の反射波 D は上記の方法で確認することは難しい。そのため我々ははじめ D 付近で急勾配ではあるが連続的なピトー圧分布を描いた。それは Charwat & Alligre⁸²⁾ によってピトー管を円周方向にトラバースして得られたピトー圧分布と類似した分布であった。しかしながら $y/d_i=3.0$ と 4.0 線上の測定点の間で流れ方向の

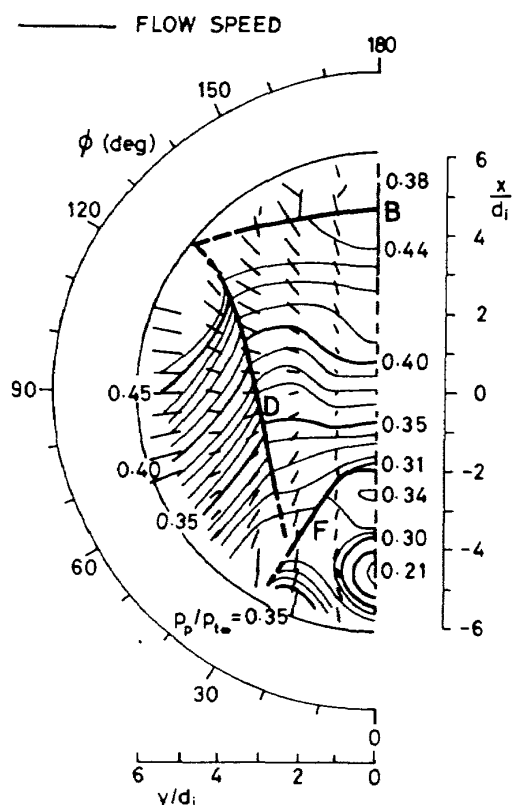


図8 横断面内のピトー圧と流れ方向分布
($P_{t1}/P_{t\infty}=1.00$, $(z-z_1)/d_i=10$)

他に算出されたマッハ数と静圧もまた目立った変化を示していたので、この付近に不連続的变化の存在が推定されるようになった。この不連続の存在を確認するために主流ノズルの取り付けをz軸まわりに90°回転して $x/d_i=2.5$ の線上をy方向にピトー・トラバースが行なわれた。その結果を図9に示す。明らかに $y/d_i=3.8$ 付近に衝撃波が存在することが分かる。この衝撃波は離脱衝撃波がノズル壁面と交差することにより生ずるその反射波と考えられる。図9はさらに再圧縮衝撃波のy方向への広がり強さを調べるために行なわれた $x/d_i=-4.5$ でのトラバース結果も示されている。

図8に戻って流れ方向を見ると離脱衝撃波付近で非常に不規則な変化が現われている。これは噴射総圧比の変動によって離脱衝撃波の位置が変化し測定点の上流側になったり下流側になったりして変化すると流れ方向の決定に用いられるピトー圧がその都度大きく変動し、従って衝撃波付近では噴射総圧比調節の小さな変動が諸量に大きな誤差を与えることによるものである。なお他の2つの衝撃波の近くでは衝撃波の強さが弱いこと、あるいは衝撃波がトラバース方向にほぼ平行でかつ測定線の中

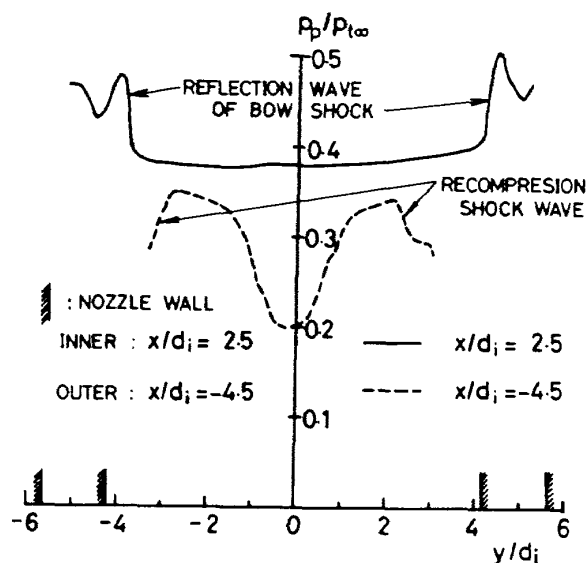


図9 y方向へのピトー・トラバースによる反射衝撃波と再圧縮衝撃波の確認($P_{t1}/P_{t\infty}=1.00$, $(z-z_1)/d_i=10$)

間にあることから目立った不規則さは見られない。

二次噴射による流れ方向の特徴として次の2点が指摘される。まず第1として離脱衝撃波と再圧縮衝撃波にはさまれた部分で流れは二次噴射のない場合に比べて離脱衝撃波付近ではより波面に近い角度で、再圧縮衝撃波付近ではより波面に急な角度で流れていることが分かる(図14および16参照)。これはこの部分で流れが膨張していることを示している。第2の特徴はピトー圧最小位置付近で流れがノズルの中心側から壁側へとその周囲をまわり込んだ後ピトー圧最小位置へ流れ込むことである(図14および16参照)。これは超音速の主流に二次噴射を行なった時^{86)~89)}に観察される噴流経路の両側に生ずる一対の対向渦がこの場合にも生ずることを示している。しかしこの渦によって噴流の形状が馬蹄形に変形された状態は今回の実験では測定点のメッシュが粗すぎて観察できなかった。なお噴流部を中心とした濃度などの測定^{8),19),28),29),31)}ではすでに馬蹄形に変形した噴流形状が確認されている。

ピトー圧 $P_p/P_{t\infty}$ は噴射孔側の壁近くの対称面上で最小値をとり、再圧縮衝撃波Fに近づくにつれて増加する。しかし再圧縮衝撃波を横切ると P_p はわずかに減少する。その後離脱衝撃波Bに向かって増加していく。反射衝撃波Dとノズル壁にはさまれた部分でも同様に P_p は再圧縮衝撃波Fから離れる程増加する。

流れの総圧が衝撃波による損失などで局所的に変化している場合、ピトー圧の変化は局所総圧と局所マッハ数との影響を受けることになる。従って、例えばピトー圧の最小値が低い局所総圧を意味するのか、あるいは高い

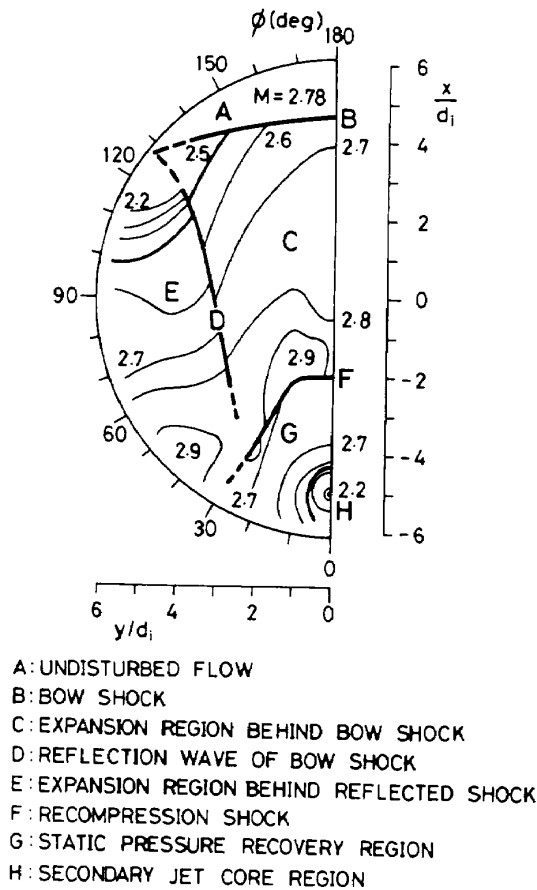


図 10 横断面内のマッハ数分布
 $(P_{t_i}/P_{t_\infty} = 1.00, (z - z_I)/d_i = 10)$

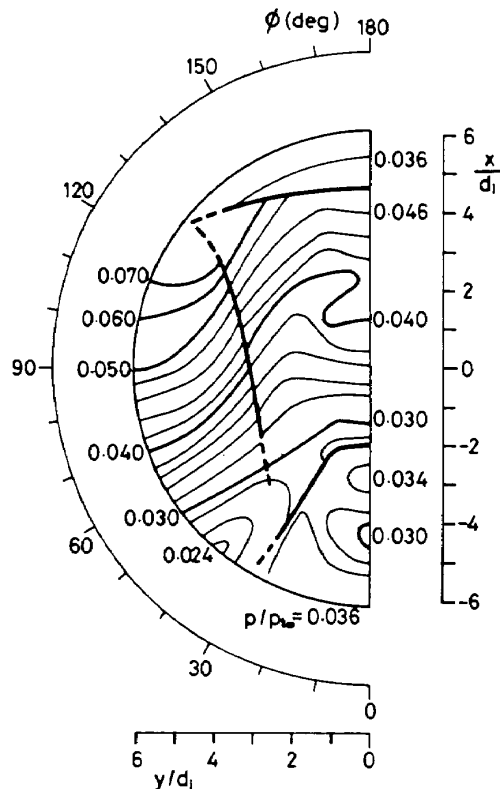


図 11 横断面内の静圧分布
 $(P_{t_i}/P_{t_\infty} = 1.00, (z - z_I)/d_i = 10)$

局所マッハ数を意味するのかをこれだけで断定することはできない。ピトー圧分布に加えて円錐表面圧を測定し(1)式, Rayleigh のピトー公式および断熱の関係式を用いて算出した同一断面内のマッハ数分布を図 10 に, 静圧分布を図 11 に示す。

図 8, 10 および 11 を比べて見ることにより二次噴射孔下流の流れをいくつかの構成要素に分けて考えることができる。すなわちそれは, 壁付近の境界層の部分を除けば, 次の 3 つの衝撃波と 5 つの領域から成り立っていると考えられる。

- (A) 乱されない領域
- (B) 離脱衝撃波
- (C) 離脱衝撃波背後の膨脹領域
- (D) 離脱衝撃波のノズル壁からの反射波(反射衝撃波)
- (E) 反射衝撃波背後の膨脹領域
- (F) 再圧縮衝撃波
- (G) 静圧回復領域
- (H) 二次噴流コア領域

これらの衝撃波と領域は A ~ H の記号で図 10 に示されている。以下にこれらの構成要素の物理的特徴を述べる。

(A) 乱されない領域: 二次噴射による影響は離脱衝撃波の内側に限定され, その外側では影響を感知できない。従って流れは二次噴射を行わない状態と同一である。

(B) 離脱衝撃波: 二次噴射により影響を受ける流れの外側の限界である。衝撃波を通過することによって流れのマッハ数と総圧は減少し, 静圧は増加する。壁面近くでは強い逆圧力勾配として境界層に作用し, 三次元的衝撃波-境界層干渉を引き起こすが, そこでは離脱が起きているかどうかを含めて詳細は今回の実験では調べられていない。

(C) 離脱衝撃波背後の膨脹領域: 噴射孔から噴出した二次流は一般に主流内に貫通した後次第に主流方向に曲げられる。この曲がりに対応して主流内には膨脹波が伝わっていき離脱衝撃波にまで達する。従って流れは離脱衝撃波から再圧縮衝撃波側へ向うにつれてマッハ数は増加し静圧は減少する。また総圧は再圧縮衝撃波側の流れが離脱衝撃波のより強い部分を通過しているためより低くなる。

(D) 反射衝撃波: 離脱衝撃波がある適切な条件でノズル壁に入射すると三次元的な反射が起こり反射衝撃波が形成される。平板上の流れに対して二次噴射を行なうと形成される離脱衝撃波は平板上でその法線が板面に平行であるために反射は起こらない。二次元的ノズル内の二次噴射の場合, 反射は離脱衝撃波が噴射スリットと反対側の壁に入射した所でだけ起こる。ところが円錐ノズル

をはじめとする平面的ではないノズル（または流路）内の流れでは離脱衝撃波の壁への入射角度と上流側のマッハ数が適切でありさえすれば、反射は噴射孔に比較的近い壁から反対側の壁まで連続的に起こる。反射衝撃波は膨脹部Cの中を伝ばしていくが、噴射孔側の壁近くでは次第に弱まりはっきり識別するのが難しくなる。

(E) 反射衝撃波背後の膨脹領域：これは膨脹部Cが反射衝撃波Dを通過した後の状態である。反射点付近は極めて低いマッハ数と極めて高い静圧で特徴づけられる。Charwat & Allegre³²⁾は反射衝撃波の存在を考慮しておらず、この高圧部をオイルフローパターンから二次噴流によって誘起される渦が壁面に再付着するために生ずるものとして説明した。しかしながら類似のオイルフローパターンは超音速流中の二次噴射を伴わない突起の周囲にも見られ、⁴⁰⁾むしろ三次元的衝撃波一境界層干渉と膨脹波によって生ずるものと考えられる。壁圧の最大値のレベルは離脱衝撃波の広がりとその背後の圧力および三次元衝撃波反射理論⁴¹⁾により計算された反射波背後の圧力から推定できる(4.4節参照)。

(F) 再圧縮衝撃波：膨脹部Cに関して述べたように二次流は主流によって流れ方向を曲げられ一旦壁へ向った後、最終的にはほぼ主流方向に平行となる。この最終的な方向調整に伴って再圧縮衝撃波が形成される。この衝撃波は他の2つの衝撃波に比べて非常に弱い。

(G) 静圧回復領域：ここでは流れの方向が乱されない流れとはほぼ等しくなると同時に静圧も乱されない流れの状態に回復する。この部分と次の二次噴流コア部の間には乱流輸送現象が起こるためその境界を明瞭に決定することは難しい。

(H) 二次噴流コア領域：噴射された二次流が占める領域であり、両側に一對の対向渦を伴っている。この部分の気体の化学組成、運動量および温度は一般に他の領域と著しく異なっている。この領域内の速度分布はマッハ数分布から明らかかなように今回の実験条件に対してはむしろ「後流」型をしている。しかしこの傾向は二次噴射一般に当てはまるものではない。例えば超音速空気流中に水素を噴射した場合には「噴流」型の速度分布が観察されている。^{30),31)}この例でもマッハ数分布は極小値を持つ型をしており、主流気体と二次気体の音速の違いが速度分布の違いの原因と考えられる。従って主流と二次流が同じ気体であっても二次流の温度が主流に比べて極めて高い場合には低分子量の気体を噴射した時と同様な「噴流」型の速度分布が予想できる。マッハ数分布自体の形状は静圧の釣合い(次節参照)がとられた状態での主流と二次流の総圧の違いから決定されよう。主流の総

圧は離脱衝撃波およびはく離に伴う衝撃波による損失を受ける。一方二次流の総圧は主流との静圧の釣合いを取るために生ずるマッハ・ディスクを含む圧力波系により損失を受ける。従って最初の総圧比 $P_{ti}/P_{t\infty}$ だけでマッハ数分布の型を単純に判断することは難しい。

以上述べた8つの構成要素は二次噴射孔の直後から形成されているものではない。噴射孔の直後では多くの実験で知られているように噴流背後にははく離領域が存在し、再圧縮衝撃波はまだ形成されていない。また離脱衝撃波も反射可能な状態には達していないと思われる。これらの構成要素によって流れをモデル化することが可能になるのはどの程度下流からかについては4.2および4.3節で論議する。

ここで示した構造のうち主流のノズル壁の存在に起因する反射衝撃波Dおよびその背後の膨脹領域Eを除く他の構成要素は、超音速後流に見られる構造⁴²⁾に対応することを指摘しておく。すなわち膨脹領域Cと静圧回復領域Gはouter wake、再圧縮衝撃波Fはwake shockそして二次噴流コア領域Hはinner wakeに対応する。

4.2 対称面内の流れ

図10および11と同一の噴射条件における対称面($y/d_i=0$ 面)内の流れの発達と同様の方法で異なる3つの軸方向位置で求められた。図12にマッハ数、図13に静圧そして図14に流れ方向の分布を示す。図12には前節で述べた8つの流れの構成要素が図10と同じ記号で示されている。図12および13で $(z-z_I)/d_i=15$ のプロ

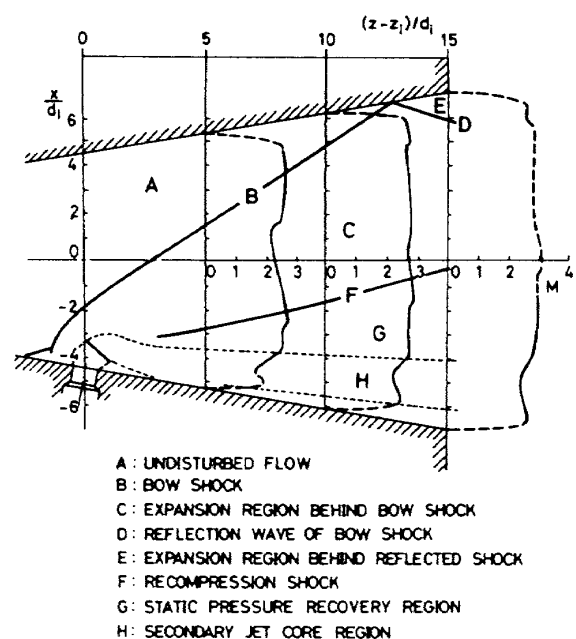


図12 対称面内のマッハ数プロフィールの発達
($P_{ti}/P_{t\infty}=1.00$)

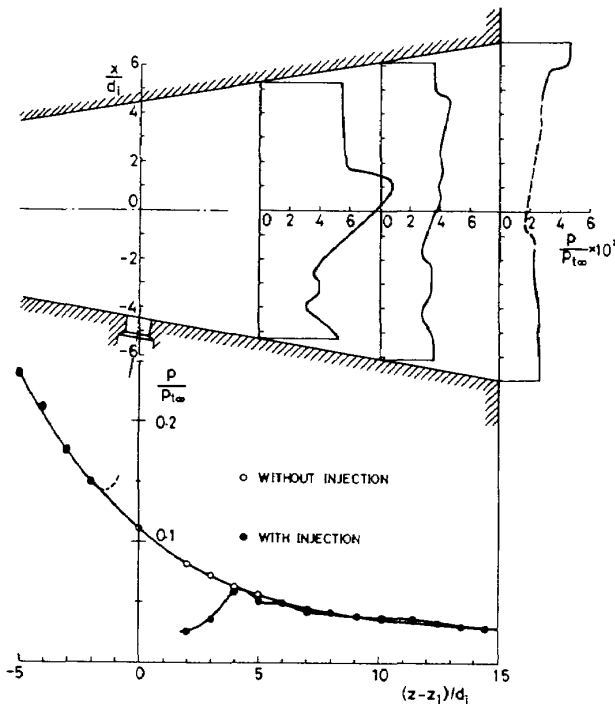


図13 対称面内の静圧プロファイルの発達と $\phi=0^\circ$ 線に沿う壁圧変化 ($p_{ti}/p_{t\infty}=1.00$)

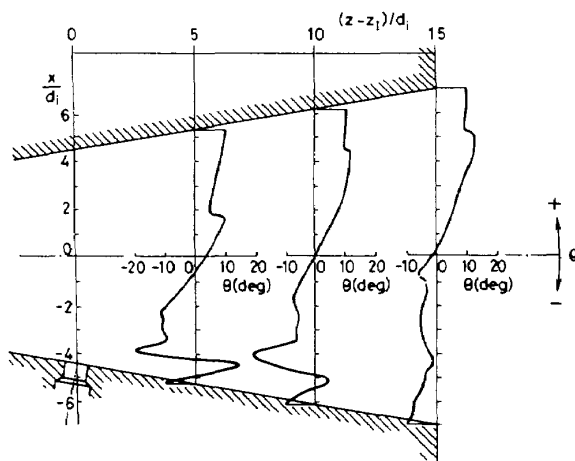


図14 対称面内の流れ方向プロファイルの発達 ($p_{ti}/p_{t\infty}=1.00$)

フィールドが一部破線になっているが、これはこの付近で p_c の測定値がかなりのバラツキを見せたため総圧などから検討して妥当と思われるデータのみを結んだことを示している。このバラツキの主な原因は実際の流れが図9からも分かるように $y/d_i=0$ 面に対してわずかな非対称性を持っているにもかかわらず、流れ方向の測定では3.5節で述べたように対称性を仮定して $y-z$ 面内の流れ方向成分を測定せず、円錐表面圧管を取り付け計測

を行なったことによるものと考えられる。図6および7から明らかのように円錐表面圧管の測定における流れ方向の誤差の影響はマッハ数が大きい程急速に大きくなる。従ってより上流側の部分や $(z-z_1)/d_i=15$ でも比較的マッハ数の低い二次噴流コア領域や反射衝撃波の背後での測定の信頼性は高いと思われる。

図12と13を比べると静圧回復領域Gと二次噴流コア領域Hを区別するには静圧よりむしろマッハ数のプロファイルを用いた方が良いことが分かる。すなわち最も下流側の静圧プロファイルでは領域Hの静圧は周囲の領域Gの静圧にほぼ等しくなり両者を区別することは難しいが、マッハ数プロファイルでは領域Hに目立った欠損が見られ両者を容易に区別できる。

二次噴射孔から噴出した二次流は一般に速度も静圧も外側の主流と釣合っていない。この不釣合は主流と非粘性的および粘性的干渉を行ないながら解消されていく。まず静圧は主に非粘性的な圧力波系によって釣合いがとられる。この釣合いは圧力波が流れに対して音速以上で伝わるために比較的早く達成される。一方、速度は圧力波系によってその大きさと方向を変えられる。このうち方向は圧力の釣合いがとれた段階で大きな変化はなくなることが図13と14を比べることにより分かる。しかし速度の大きさの釣合いはその段階ではまだとれていない。最終的な速度の釣合いはその後主に粘性的な乱流混合過程により行なわれる。この混合過程の進行は二次噴流コア領域と周囲の静圧回復領域との速度差に依存するため速度の不釣合いは静圧に比べてはるかに下流側まで残る。

図13には噴射孔中心を通るノズル円錐の母線 ($\phi=0^\circ$ 線) に沿う壁圧分布も示されている。壁圧分布が小さなピークを示す $(z-z_1)/d_i=5$ 付近では主流ノズル中心軸側の静圧回復領域は乱されない流れに比べてかなり圧力が低く、まだこの付近では静圧回復領域が十分に確立されていないことを示している。しかしさらに下流の $(z-z_1)/d_i=10$ では既にこの領域内の静圧は乱されない流れにほぼ等しくなっている。

図14の流れ方向プロファイルは $(z-z_1)/d_i=5$ および10の二次噴流コア領域付近で大きく変化している。この変化は流れが周囲の静圧回復領域から二次噴流コア領域に向っていることを示している。しかしながら $(z-z_1)/d_i=15$ ではこのような大きな流れ方向の変化は見られない。図13の静圧分布の変化と比べて見るとこの大きな変化は二次噴流コア領域と周囲との静圧の釣合いをとるために生ずる圧力波系に伴うものであることが分かる。 $(z-z_1)/d_i=15$ で見られるわずかな変化は前節で述

べた一対の対向渦により誘起される壁側からの流れ込みを表わすものと考えられる。

4.3 噴射圧力の影響

前節まで二次噴射により噴射孔下流に生ずる流れの構造とその物理的特徴について述べてきたが、本節ではこの構造が二次流と主流の総圧比 P_{t_i}/P_{t_∞} によってどのように変化するかを示す。 P_{t_i}/P_{t_∞} が変化する場合¹⁴⁾には二次噴流の代表長さ、例えば噴射孔前方のはく離長さあるいは二次流の主流への貫通高さ (penetration height), はそれに伴って変化するが、一方主流の代表長さ、例えば主流ノズルのスロート直径, は変化しない。平板上の一様流中への二次噴射の場合には主流の代表長さを考える必要はないので二次流の代表長さが唯一のものとなり、噴射圧力の影響を相似的にとらえることができる¹⁴⁾が、ノズル内の二次噴射では2つの独立した代表長さがあるため流れを相似的にとらえることは難しい。ここでは主に測定上の容易さから、一定の軸方向位置 $(z-z_I)/d_i = 10$ 面内の対称線上のマッハ数および総圧プロフィール(図15)と静圧および流れ方向プロフィール(図16)の噴射総圧比による変化を示す。さらに対称面内の流れの主な構成要素の広がりの変化(図17)も示される。噴射圧力の増加は二次噴射に影響される領域を拡げる。これらの領域のうちで噴射総圧比の影響を最も顕著に受けるのは二次噴流コア領域である。噴射総圧比が小さい場合には二次噴流コア領域はノズル壁面の境界層に埋もれてしまうが、噴射総圧比の増大に伴って境界層から区別できるようになり、領域自体も広がってくる。総圧分布の最小値は噴射総圧比によってほとんど変化してい

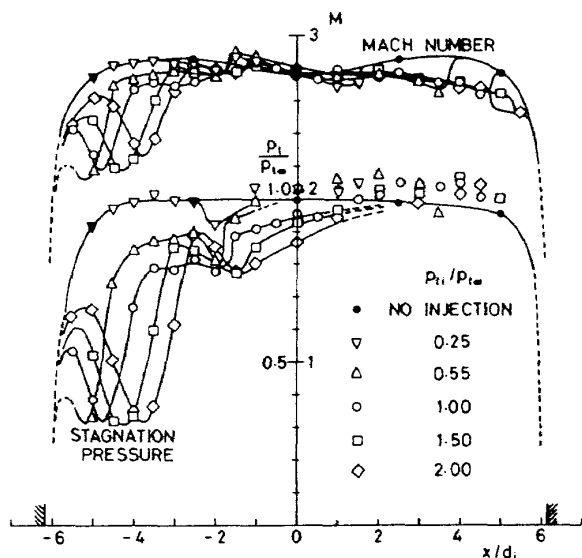


図15 噴射総圧比による対称線上のマッハ数と総圧プロフィールの変化
($y/d_i = 0, (z-z_I)/d_i = 10$)

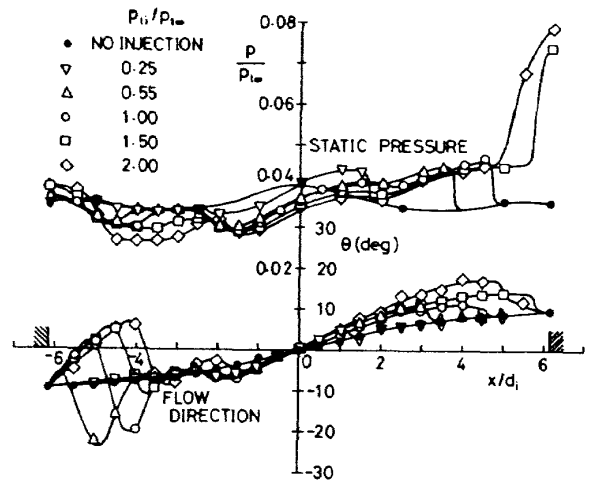


図16 噴射総圧比による対称線上の流れ方向と静圧プロフィールの変化
($y/d_i = 0, (z-z_I)/d_i = 10$)

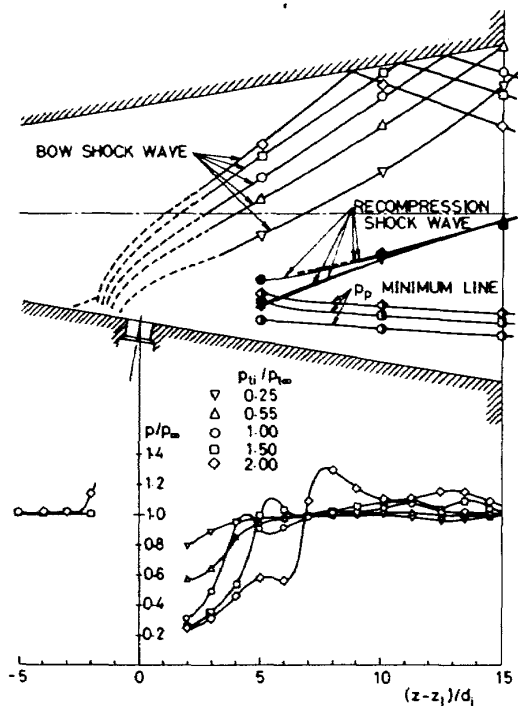


図17 噴射総圧比による対称面内の流れの構成要素の広がりおよび $\phi = 0^\circ$ 線に沿う壁圧分布の変化

ない。噴射総圧比が高い場合、噴射された二次流はより高いマッハ数まで膨脹した後マッハ・ディスク (垂直衝撃波) を通過するため総圧の損失は大きくなる。その結果ここに示された実験条件の範囲内ではほぼ同一の最小値を示すようになったと考えられる。二次噴流コア領域内の静圧分布は $P_{t_i}/P_{t_\infty} = 0.25$ の場合を除いて、まだ周囲と釣合っておらず極小値を持っている。この極小値は噴射総圧比の増加に伴って小さくなり、そしてそれと同時にほとんど極小値に等しい一定圧力の部分が拡がっ

てくる。図17は主流ノズル中心軸に平行に取り付けたピトー管のトラバース結果に基いて描かれたものであるが、その中でピトー圧最小位置を結んだ線は近似的に二次噴流コア領域の中心経路を示していると見なすことができる。 $P_{ti}/P_{t\infty}=0.25$ および 0.55 の場合にはピトー圧最小位置が確認できなかったが、他の3つの場合二次噴流コア領域は境界層から完全に区別できた。これらの経路は二次噴射のいくつかのモデルで仮定されるノズル壁に平行あるいはノズル中心軸に平行のどちらでもなく、その中間の傾きを示している。

図16に示された静圧回復領域内の静圧プロフィールは噴射総圧比の増加に伴って乱されない状態の静圧からずれて、壁側で高くノズル中心軸側で低くなる。これは噴射総圧比の増加により二次流の代表長さが大きくなりこの断面を静圧回復領域がまだ十分に確立されていない範囲に飲み込んでしまうためである。この静圧のずれに対応して壁側から二次噴流コア領域へ向う流れが強まり、一方ノズル中心軸側からの流れは弱まることが流れ方向プロフィールから分かる。静圧回復領域の確立は前節の $P_{ti}/P_{t\infty}=1.00$ の例から $\phi=0^\circ$ 線上の壁圧分布で噴射孔下流側のピーク位置よりやや下流であると考えられる。しかし図17に示されている乱されない状態で標準化された壁圧分布から分かるように、下流側の壁圧のピークは単一ではなく最初のものに比べてはるかになだらかではあるが第2、第3のピークを次々と通って次第に乱されない壁圧に漸近していく。各ピークの大きさは噴射総圧比が大きくなる程大きくなり静圧回復領域の確立は遅くなる。

再圧縮衝撃波の位置は図15および16で示された $(z-z_I)/d_i=10$ の断面では噴射圧力によってあまり変化していない。図17を見ると $(z-z_I)/d_i=15$ でも同様の状態であるが、上流側の $(z-z_I)/d_i=5$ では噴射圧力の影響は顕著である。すなわち、 $P_{ti}/P_{t\infty}=0.25$ 、 0.55 および 1.00 では再圧縮衝撃波の位置が噴射圧力の増加に伴って壁から離れていく。一方 $P_{ti}/P_{t\infty}=1.50$ および 2.00 ではこの断面で再圧縮衝撃波に対応するピトー圧の急激な変化は観測されず、この場合もまた二次噴射の代表長さの増大に伴って再圧縮衝撃波が確立されていない範囲に飲み込まれていると考えられる。再圧縮衝撃波の確立する位置は噴射孔下流の壁圧分布の第1のピーク位置にほぼ対応することが図17から分かる。

図15に示された膨脹領域B内の総圧プロフィールは本実験で採用した測定法の精度の1つの目安として見ることができる。この領域内の総圧は離脱衝撃波を通過しているために乱されない状態の総圧より低くなっている。

総圧の損失は離脱衝撃波のより強い所を通過した再圧縮衝撃波側が大きく、より弱い所を通過した離脱衝撃波側が小さくなる。図17の離脱衝撃波形状から離脱衝撃波付近の総圧の損失は乱されない流れの総圧の数%と見積ることができる。しかしながら図15の総圧プロフィールは離脱衝撃波付近で見積られた値より10%程度大きな値が測定されたことを示している。もしこの誤差が、無視された流れ方向のy成分の影響ならば、前節でも述べたように、マッハ数の低い二次噴流コア領域内ではより高い精度の測定が可能である。

4.4 壁圧分布と流れの構造

図18 a-eに前節と同じ5つの噴射総圧比での壁圧分布を示す。この図は流れが $\phi=0^\circ-180^\circ$ 面 ($y/d_i=0$ 面) に関して対称であると仮定して負の ϕ の壁圧孔の測定値を対称位置に置いて描かれたものである。表示は二次噴射の影響のみを示すために、Charwat & Allegre³²⁾が行なったのと同様に、二次噴射時の壁圧と二次噴射をしない時の壁圧の比で示されている。

壁圧分布では前節までに示した流れの構成要素のうち乱されない領域、離脱-反射衝撃波、反射衝撃波背後の膨脹領域、再圧縮衝撃波および静圧回復領域を見ることができる。乱されない領域は $\phi=180^\circ$ の周囲の等圧線の引かれていない部分である。 $\phi=0^\circ$ 側のノズル出口から噴射孔に向かって楔状に入り込んでいる $p/p_\infty=1.0$ の等圧線に囲まれた等圧線がほとんど引かれていない部分は静圧回復領域である。噴射孔から斜め下流方向に伸びた最小壁圧線(各断面の壁圧最小位置を結んだ線)と静圧回復領域の間の圧力上昇部は再圧縮衝撃波が境界層によりその圧力の不連続的上昇を拡散させられた状態を示していると考えられる。最小壁圧線と最大壁圧線の間は反射衝撃波背後の膨脹領域である。乱されない領域から最大壁圧線までの圧力上昇部は境界層との干渉で拡散された離脱-反射衝撃波を示している。

ノズル内の二次噴射によって生ずる壁圧分布は平板上での二次噴射により生ずるそれと全体の定性的傾向に大きな相違は見られない。しかしながらさらに詳しく各部分の動きを見ると若干の違いがあることが分かる。その違いで最も顕著なものは各断面内の壁圧比 p/p_∞ の最大値の下流方向への変化である。平板上の二次噴射の場合⁵⁾には各断面内の最大壁圧比は下流へ向う程単調に減少していく。しかし円錐型ノズルの場合図18やCharwat & Allegre³²⁾の結果に示されたように、最大壁圧比は噴射孔付近では下流方向に進むに従って減少しているが、その傾向はごく狭い範囲内に限られ、それより下流側では傾向は逆転して最大壁圧比は下流方向に進む程増

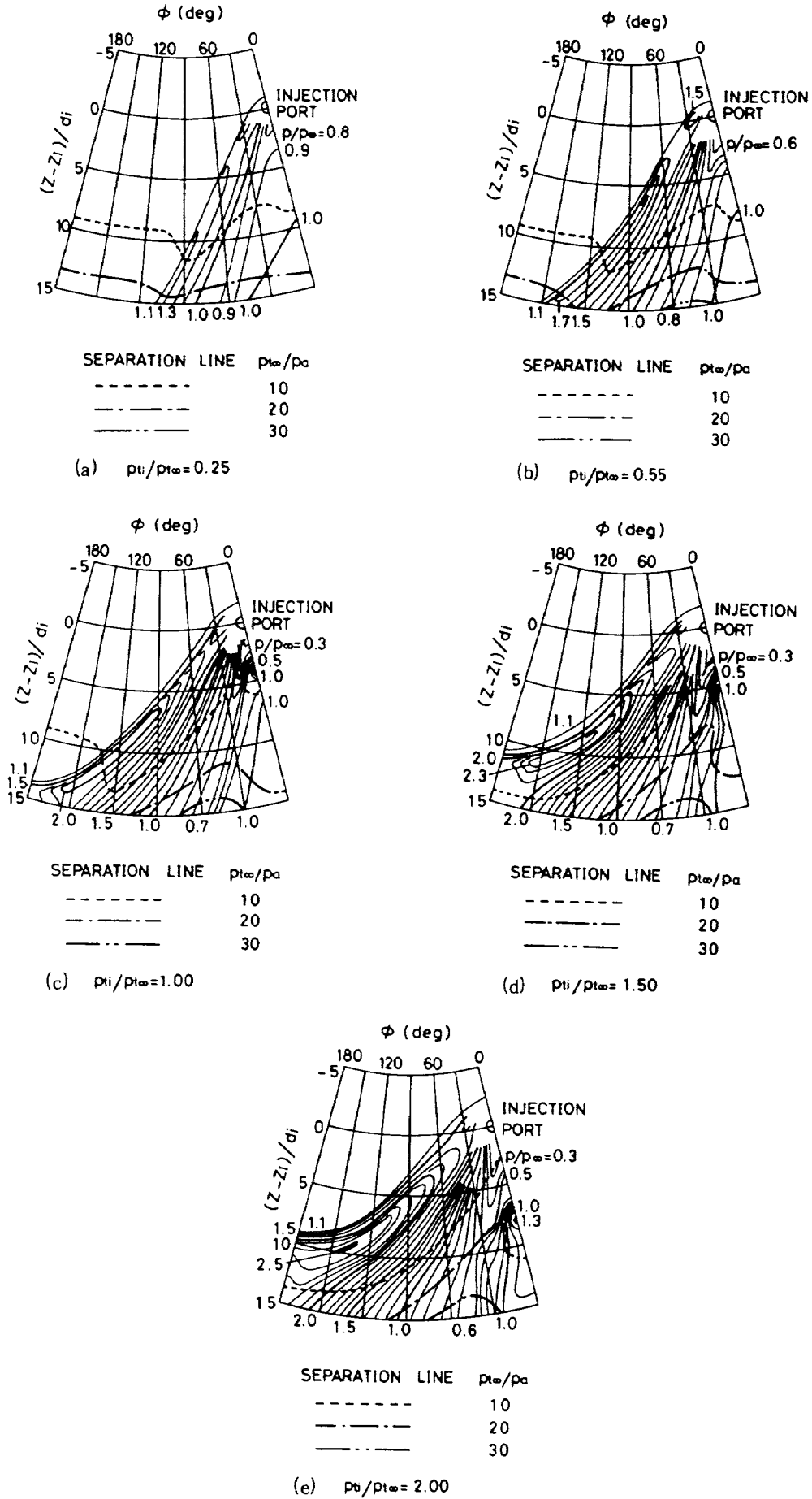


図 18 壁圧分布とはく離線

大する。そしてさらに下流ではほぼ一定に近くなる。この挙動は壁面における離脱衝撃波の反射を考慮すれば説明することができる。ノズル内の流れを point source flow で近似し、離脱衝撃波と流線との傾きが局所マッハ数で評価した変形 blast wave analogy によって定められるとして計算した離脱衝撃波背後の圧力とさらに三次元衝撃波反射理論⁴¹⁾により計算した反射衝撃波背後の圧力を最大壁圧比の実験値とともに図 19 に示す(計算方法については付録参照)。計算の際噴射総圧比が 0.55 以上の場合には噴射孔出口で流れは choke しているものとしたが 0.25 の場合には噴射総圧が乱された状態の噴射孔の出口圧力に比べて充分高くないので出口マッハ数は形成される離脱衝撃波の計算された形状と実験的に観測された位置が一致するように 0.3 とした。

反射衝撃波背後の圧力の計算値は正則反射が可能となる位置から衝撃波が $\phi = 180^\circ$ の線に達する位置の間だけで示されている。従って噴射孔付近では計算値は離脱衝撃波背後の圧力だけであるが、これは実験値よりかなり高い値を示している。しかし両者の増減傾向と噴射総圧の効果は全般によく一致している。両者の値の大きさの差の主な原因の一つは衝撃波-境界層干渉であろう。一方最大壁圧比を与える位置(図 20 参照)が $\phi = 180^\circ$ の線に近づくとその値は反射衝撃波背後の計算値でよく表わされるようになる。

正則反射が可能でない領域はここで仮定された衝撃波形状に対しては衝撃波背後の流れがノズル壁面に沿って流れるという境界条件を満足することができない領域である。実際の流れではこの境界条件を満足するために少なくとも壁付近で衝撃波形状が変形されなければならない。噴射孔付近では衝撃波はあまり大きい ϕ の値まで広がっておらず比較的平板に近い状態なので大きな形状の変形は必要なく全般の傾向は離脱衝撃波背後の値の挙動に従う。しかしさらに下流で衝撃波がかなり大きい ϕ の値まで広がった時には相当の形状変形が必要となりそしてこれが正則反射可能領域の上流部分まで影響していると考えられる。この壁付近での離脱衝撃波の形状変更によって、二つの計算値で傾向が決定される領域の間の遷移領域が形成される。正則反射可能領域の上流部分もこの遷移領域に含まれてしまい、計算値に見られる最大壁圧比の高い値は実験結果では見られなくなっている。

図 20 に仮定された離脱衝撃波面のノズル壁面への入射位置と実験結果による最大壁圧比を与える位置とが示されている。低い噴射圧力比で両者はよく一致している。さらに高い噴射圧力比でも最大壁圧比を与える位置の代りに乱されない壁圧から最大壁圧まで増大する区間の中

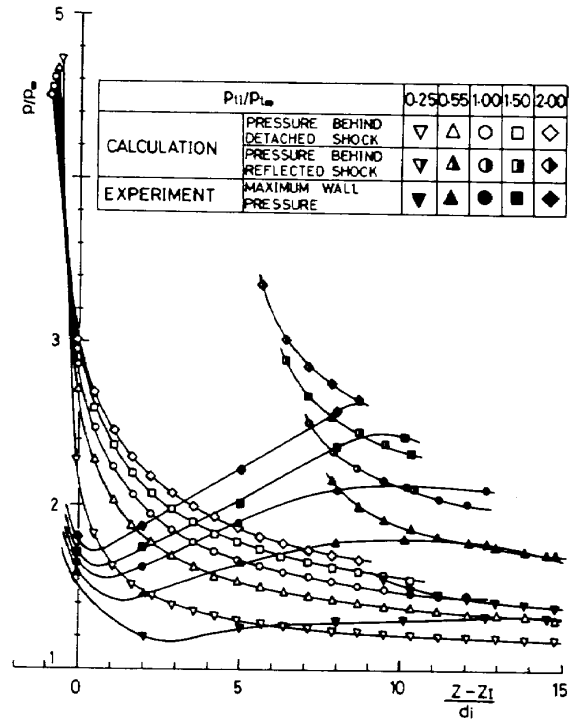


図 19 最大壁圧と計算された離脱衝撃波および反射衝撃波背後の圧力との比較

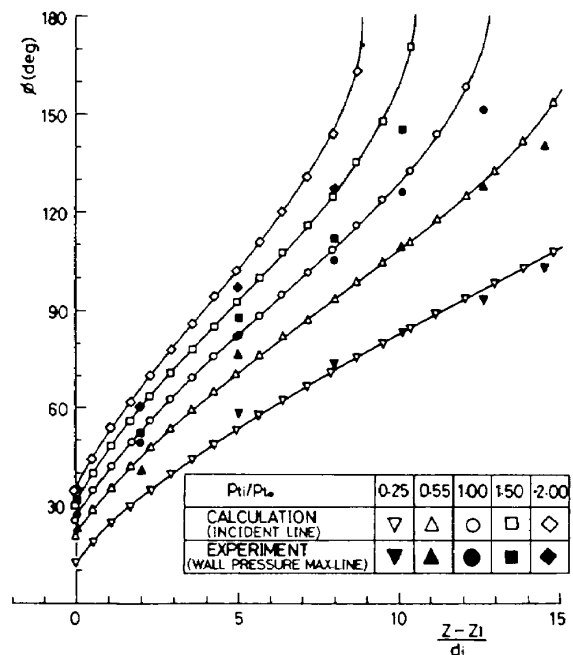


図 20 最大壁圧位置と計算された離脱衝撃波のノズル壁面への入射位置

間の位置と計算された位置を比べれば両者はかなり良く一致することが分かる。この結果は遷移領域における衝撃波形状の変形があまり大規模なものではないことを示唆している。

遷移領域の広がりとその内部状態を知るには今回の実験では不十分であり、壁付近を中心として衝撃波-境界

層干渉も含めたさらに詳細な観測が必要である。

4.5 主流圧力と背圧との比の影響

ロケットの二次噴射推力方向制御に関する報告のうちいくつか^{43), 44)} は背圧が主流圧力に比べて高くノズル内ではく離が起っている状態について言及している。本節では主流圧力を減少していった時に生ずるはく離と二次噴射の関係を壁圧の測定結果によって述べる。

通常の実験で調圧された主流総圧 2.0 MN/m^2 に対して壁圧測定用ノズルの出口の壁圧は 50 kN/m^2 程度となり大気圧の背圧条件では過膨脹状態である。しかしこの主流総圧に対しては、二次噴射を行なわなければノズル内ではく離は起こっていない。二次噴射を行なうとノズル出口端付近にはく離領域が現われる。このはく離領域は図 18 に示されているが、噴射圧力の増大とともに広がっていく。

主流総圧を 1.5 MN/m^2 あるいは 1.0 MN/m^2 に低下させると二次噴射を行なわなくてもノズル出口端からはく離が起り主流総圧の減少とともに上流側へ進行していく。この時のはく離はノズルの全周にわたりほぼ軸対称的に起こる。しかし二次噴射を行なうとはく離は最大壁圧線付近では抑制され、最小壁圧線付近では逆に促進されることが分かる。また図 18-a, c および d の $P_{t\infty} = 1.0 \text{ MN/m}^2$ の場合の $\phi = 180^\circ$ 付近のはく離位置を比べると図 18-a で $(z-z_1)/d_i = 9$ 付近まで達していたはく離が、図 18-d ではその付近の局所的壁圧は変わっていないにもかかわらず下流側で離脱衝撃波が $\phi = 180^\circ$ の壁面まで達して最大壁圧線による「締め切り」が行なわれるためはく離位置はるか下流の $(z-z_1)/d_i = 14$ 付近まで後退している。一方図 18-c では出口付近で離脱衝撃波が $\phi = 180^\circ$ の壁面まで達しかけているがそれによる圧力上昇は「締め切り」に充分ではなく、はく離は図 18-a と同じく $(z-z_1)/d_i = 9$ 付近にまで達している。

最小壁圧線付近のはく離は主流総圧の減少とともに上流側へ進行し、噴射孔背後のはく離領域とつながってしまう。このとき二次噴流がノズルに付着するために生ずる圧力上昇部(図 17 の壁圧分布の第 1 のピーク)ははじめはく離せず次第に周囲をはく離領域に囲まれた後のはく離する。

同一断面内のはく離位置のはく離を起こす前の壁圧を調べると最小壁圧線より $\phi = 0^\circ$ 側では $\phi = 180^\circ$ 側に比べてより高い壁圧ではく離していることが分かる。これは $\phi = 0^\circ$ 側すなわち再圧縮衝撃波および静圧回復領域の境界層外側の流れのマッハ数が $\phi = 180^\circ$ 側すなわち膨脹領域側のそれに比べて小さいためと考えられる。よ

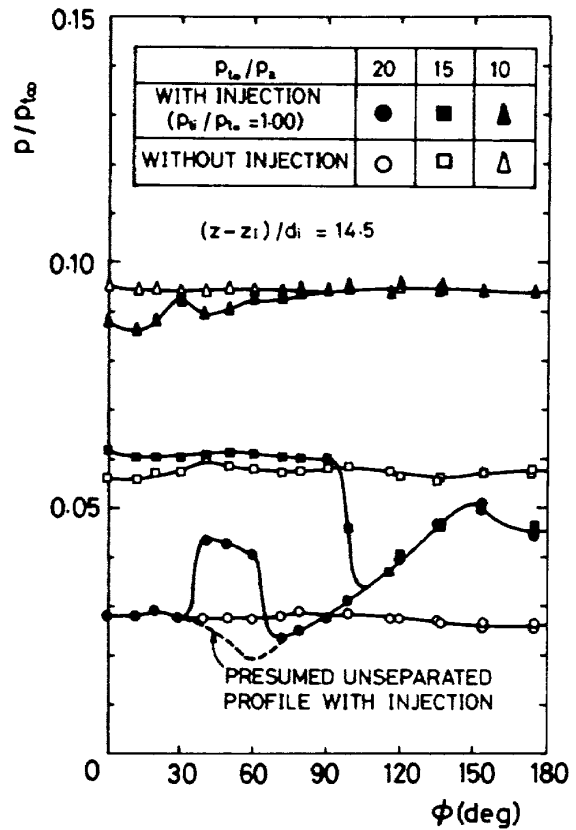


図 21 主流総圧による壁圧の周方向分布の変化 ($P_{t\infty}/P_a = 1.00$, $(z-z_1)/d_i = 14.5$)

く知られているように超音速流がはく離する前と後の壁圧の比は流れのマッハ数の関数で、マッハ数が増加するとその比は減少する⁴⁵⁾。従ってはく離線の先端は最小壁圧線よりわずかに $\phi = 0^\circ$ 側にずれている。

はく離により壁圧がどのように変化するかを例を図 21 に示す。図は出口付近の横断面の壁圧の周方向分布が主流総圧を減少した時にどのように変化するかを示している。二次噴射を行なわない場合には主流総圧と背圧の比 $P_{t\infty}/P_a$ が 20 のときにはこの断面の壁圧は上流側の壁圧分布になめらかにつながる値ではく離は起こっていないが、 $P_{t\infty}/P_a$ が 15 および 10 のときには流れはく離し壁圧は背圧の大気圧に近い値となる。二次噴射を行った場合には $P_{t\infty}/P_a = 20$ では前述のように最小壁圧位置よりわずかに $\phi = 0^\circ$ 側を中心としてはく離による圧力上昇が見られる。 $P_{t\infty}/P_a = 15$ では最大壁圧位置付近ではく離が抑えられるが $\phi = 0^\circ \sim 100^\circ$ ではく離したままである。さらに主流総圧の低い $P_{t\infty}/P_a = 10$ では全周にわたってはく離したままである。

はく離が起こらない場合、図 21 に示された断面により発生する x 方向の制御力は明らかに負である。しかし $P_{t\infty}/P_a = 15$ の場合にそれは正となり、そして $P_{t\infty}/P_a = 10$ の場合にはほとんど零となってしまう。このよ

うに背圧が高い状態で二次噴射推力方向制御を用いると主流圧力と背圧の比により発生する制御力が大きく変化するため、主流と背圧の比が短時間に変化する場合、例えば固体ロケット・モータの sliver 期や上段モータを燃焼させながらの段間切り離し時に用いるのは大きな危険性を伴うものと考えられる。一方主流圧力と背圧の比が長時間にわたってあまり変化しない状態であれば、あらかじめ十分な試験を行えば、正常な（はく離を伴わない）作動状態よりも大きな制御力を取り出し得る可能性もあると考えられる。

5. ま と め

円錐型超音速ノズル内を流れる空気流に対して壁面の噴射孔から二次空気流を噴射した時に生ずる流れを2種類の圧力プローブを用いた探査と壁圧測定によって実験的に調べ、特に噴射孔下流側の流れの様相をとらえることができた。これにより二次噴射によって生ずる流れの物理的特徴に基く構造の理解が進み、流れのモデル化の一助となると考える。

以下に得られた結果および結論を列挙する。

(1) 噴射孔よりかなり下流側の流れはノズル壁付近の境界層部分を除いて次の8つの構成要素から成っている。すなわち(A)乱されない領域、(B)離脱衝撃波、(C)離脱衝撃波背後の膨脹領域、(D)離脱衝撃波のノズル壁からの反射波、(E)反射衝撃波背後の膨脹領域、(F)再圧縮衝撃波、(G)静圧回復領域および(H)二次噴流コア領域であり、この構造は超音速後流と類似している。

(2) 上に示した8つの流れの構成要素のうちで反射衝撃波とその背後の膨脹領域は平板上の二次噴射では生じない。

(3) 反射衝撃波の存在により壁圧分布の各断面の最大値の変化は平板の場合と逆の傾向を示す。その傾向は非反射から反射への連続的な遷移によるものと考えられる。

(4) 二次噴流コア領域には亜音速の場合に見られるのと同様な一対の対向渦が見られる。

(5) 二次噴流コア領域の静圧は周囲の流れ方向の大きな変化を伴う圧力係数により急速に周囲と等しくなるが、速度差はそれに比べてはるかに下流まで残る。

(6) 主流の総圧が低い場合、再圧縮衝撃波付近でははく離が促進されるが、一方反射衝撃波背後では逆に抑制され、全体のはく離は非軸対称的となる。

終わりにあたり本実験のデータ処理プログラムを角田支所固体ロケット研究室の工藤賢司技官にプログラミン

付 録

ノズル内の離脱衝撃波形状と壁面での反射
ノズル内の二次噴射によって生ずる離脱衝撃波形状とそのノズル壁面における反射は以下のように非粘性流れを仮定して計算される。

A.1 乱されない流れ

乱されない流れを特性曲線法を用いて数値的に計算することも可能であるが、ここでは計算を簡単にするために流れをノズル円錐の仮想頂点Oを source とする point source flow で近似する。この時流れは source からの距離Xのみで表わされる一次元的流れとなる。Xとマッハ数の関係は一次元理論から

$$\frac{X}{X_*} = \left[\frac{1}{M} \left\{ \frac{2}{r+1} \left(1 + \frac{r-1}{2} M^2 \right) \right\}^{\frac{r+1}{2(r-1)}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.1})$$

但し X_* は $M=1$ に対応するXである。

A.2 離脱衝撃波形状

二次噴射によって生ずる離脱衝撃波の形状は多くの研究者によって blast wave analogy^{46), 47)} を適用して比較的良好に近似できることが示されている。しかしながら Narasimha¹⁸⁾ は blast wave analogy の持つ2つの問題点すなわち第1に blast wave の起点(先端)を噴射点とすることはできず上流側へ移動させなければならないこと、第2に blast wave は second order theory においても充分遠方で Mach wave に漸近しないことを指摘した。そして彼らは起点のずれを実験的に定め、起点付近では first order theory による波形に漸近し無限遠方での傾きがマッハ角に漸近するような相関曲線を平板上のスリットからの噴射に対して示した。ここで考えられている流れに対しては上記の2つの制限に加えて第3の問題点がある。それは主流がマッハ数一定の平行流れではなく、下流に向って流線が拡がりマッハ数も増加していく流れであるということである。

以上の3つの問題点のうちまず最後のものについて考える。流線が平行でない流れに対しても流線に対する波の傾きは局所的マッハ数で評価された blast wave analogy に基く式またはその変形した相関式で与えられる波の傾きに等しいと仮定する。A.1 節で乱されない流れを表わすのに採用された point source flow に対して上記の仮定を用いれば blast wave analogy で定まる局所の波の流線に対する傾きは波が点Oを通る直線を中心軸とするならば first order theory⁴⁶⁾ に対しては

$$\left. \frac{d\theta}{dX} \right|_{AB} = \frac{J_0^{-1/2}}{M \{ 2J_0^{-1/2} (\bar{X}/M) \}^{1/2}} \quad (\text{A.2})$$

但しここで $\bar{X} = X/R_0$, $\tilde{X} = \bar{X} - \bar{X}_N$, \bar{X}_N は波の先端の \bar{X} , ϕ は波の中心軸からの角度, R_0 は噴射条件により定まる代表長さ, J_0 は定数で値は $\gamma = 1.4$ に対して 0.877⁴⁷⁾ である。次に second order theory⁴⁷⁾ に対しても同様に

$$\bar{X} \frac{d\phi}{d\bar{X}} \Big|_{2B} = \frac{J_0^{-1/2} - \lambda_1 (\tilde{X}/M)}{M \{ 2J_0^{-1/2} (\tilde{X}/M) - \lambda_1 (\tilde{X}/M)^2 \}^{1/2}} \quad (A.3)$$

但し λ_1 も定数で $\gamma = 1.4$ に対しては -1.989 ⁴⁷⁾ である。

次に第2の問題点について考えよう。Mach wave を (A.2) および (A.3) 式と同様に表わせば,

$$\bar{X} \frac{d\phi}{d\bar{X}} \Big|_M = \frac{1}{(M^2 - 1)^{1/2}} \quad (A.4)$$

これらの3つの式が $\tilde{X} \rightarrow \infty$ の時のふるまいを考えると first order wave の式は他の二つの式と変化の次数が違ってくる。残りの二つの式は変化の次数は一致しているが, second order wave の式の係数が Mach wave の式の係数の $(-\lambda_1)^{1/2}$ 倍である。一方 $\tilde{X} \rightarrow 0$ でのふるまいは first order wave の式と second order wave の式は一致してくるが, Mach wave の式は他の二者とは一致しない。以上の検討から $\tilde{X} \rightarrow 0$ で first order wave の式と類似のふるまいをし, $\tilde{X} \rightarrow \infty$ で Mach wave の式に漸近する相関式として Narasimha¹⁸⁾ にならって (\tilde{X}/M) の代りに $\{ \tilde{X}/(M^2 - 1)^{1/2} \}$ を変数として次式を採用する。

$$\bar{X} \frac{d\phi}{d\bar{X}} \Big|_S = \frac{d}{d\tilde{X}} \left[\sum_{k=0}^K a_k \left\{ \frac{\tilde{X}}{(M^2 - 1)^{1/2}} \right\}^{1 + \frac{k}{K}} \right]^{1/2} \quad (A.5)$$

但し a_k は定数で $a_0 = 2J_0^{-1/2}$, $a_K = 1$ であり, その他の k に対する値は平板上やノズル内の実験と一致するように定める (A.4 節参照)。

第1の問題点に関して Narasimha¹⁸⁾ は前述のように実験値の相関を用いて波の起点と噴射スリットの間隔を表わしている。この曲線は中心軸が主流方向と直交する二次元的円柱のまわりに生ずる衝撃波の離脱距離の相関曲線⁴⁸⁾ に極めて近い。我々は噴射孔と波の起点との間隔を知るのに使うことができる適当かつ十分な実験データを持たなかつたので, 上記の事実から類推して噴射孔の上流端から波の起点までの距離を R_0 を直径とする球が噴射位置におけるマッハ数の一様な流れの中に置かれた時にそのまわりに生ずる衝撃波の離脱距離に等しいとした。空気流中の球の前方の離脱距離の実験結果⁴⁸⁾ から起点の位置は次の相関式で表わされた。

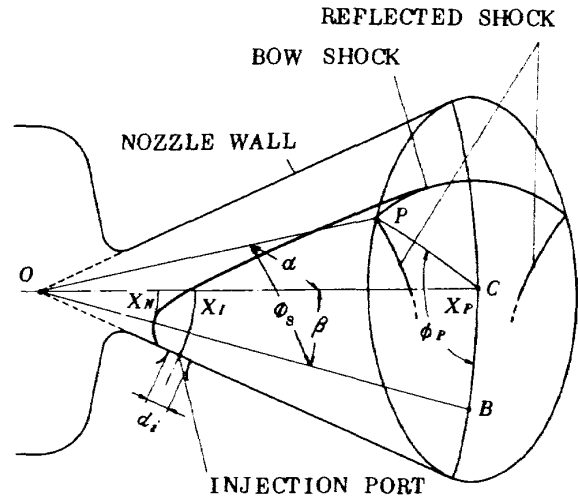


図 22 ノズルと仮定された離脱衝撃波の形状

$$\bar{X}_I - \bar{X}_N - \frac{d_i}{2} = 0.09838(M-1)^{-1.4745} (M^2 - 1)^{1/2} \quad 1.2 < M < 3.5 \quad (A.6)$$

A.3 ノズル壁での衝撃波の3次元反射

Migotsky & Morkovin⁴¹⁾ の3次元反射の理論によれば, 流れの入射マッハ数 M_1 を衝撃波面と壁面の交線の接線方向成分 M_{1tn} とそれに垂直な面内の有効入射成分 M_{1eq} に分けて, 後者について接線に垂直な面内で二次元的な斜め衝撃波の反射問題として取り扱う。さらに接線方向の速度成分が反射によって変化しないことを考慮すれば反射後の流れの状態は入射状態と衝撃波および壁面の幾何形状から決定できる。以下にここで考えている問題を確くために知っていなければならない衝撃波, ノズル壁および流線の間幾何的關係を示す。

まず \bar{X} を与えた時の衝撃波面とノズル壁面との交点 P を決定する。図 22 の点 O はノズル円錐の仮想頂点で point source flow の source 位置である。 \overline{OC} はノズル中心軸, \overline{OB} は衝撃波の中心軸である。点 P はノズル壁面上にあるので $\angle COP = \alpha$, また $\angle COB = \beta$ は衝撃波中心軸の壁からの浮き上がりを考慮するため一般に α に等しくはない (数値は次節参照)。最後に $\angle BOP$ は (A.5) 式を \bar{X}_N から \bar{X} まで積分することにより求められる。その値を $\phi_S(\bar{X}_P)$ とする。 C, B および P で $\bar{X} = \bar{X}_P$ の球面上の三角形の各頂点の角度を表わすとすれば球面三角形の公式から

$$\cos C = \frac{\cos \phi_S(\bar{X}_P) - \cos \alpha \cos \beta}{\sin \alpha \sin \beta} \quad (A.7)$$

角度 C は点 P の円周角 ϕ_P に等しいので交点の位置は決

定された。

次に衝撃波面とノズル壁面の交線と入射流線とのなす角度 ψ を求める。

$$\tan \psi = \bar{X}_P \sin \alpha \frac{d\phi_P}{d\bar{X}_P}$$

(A.7) 式を代入して

$$\tan \psi = \frac{\sin \phi_S(\bar{X}_P)}{\sin \beta \sin \phi_P} \bar{X}_P \frac{d\phi_S}{d\bar{X}_P} \quad (A.8)$$

入射マッハ数の二つの成分はそれぞれ次のように書かれる。

$$\left. \begin{aligned} M_{1tn} &= M_1(\bar{X}_P) \cos \psi \\ M_{1eq} &= M_1(\bar{X}_P) \sin \psi \end{aligned} \right\} \quad (A.9)$$

最後に衝撃波面の法線と入射流線のなす角度 ψ を求める。衝撃波の中心軸と入射流線はともに点 O を通る直線であり衝撃波面の軸対称性を仮定しているため、波面の法線は \overline{OB} と \overline{OP} で決定される平面上にあり、次式で求められる。

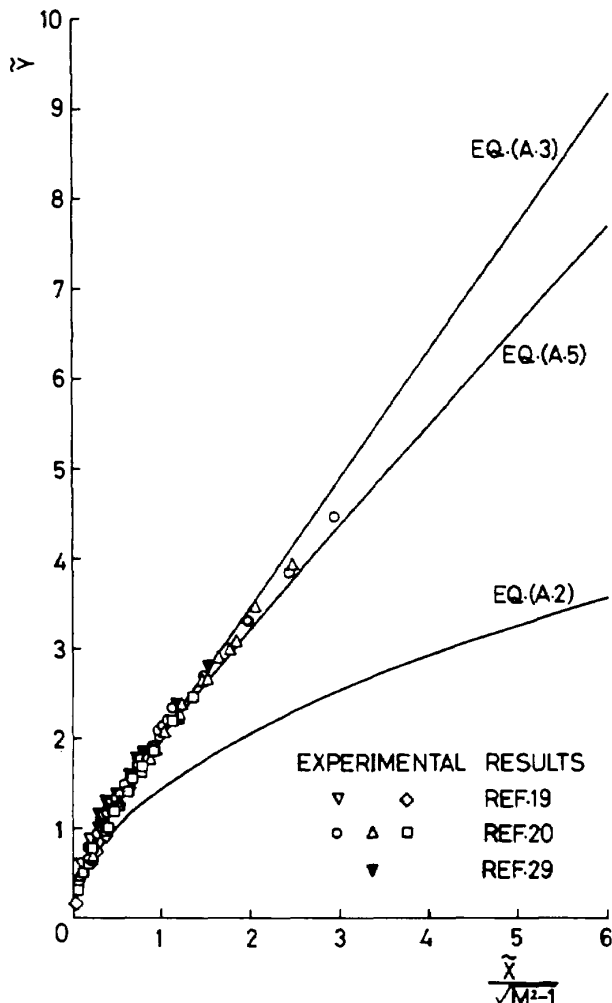


図 23 対称面における計算された離脱衝撃波形と実験で測定された衝撃波位置の比較—平板上の場合

$$\tan \psi = -\frac{1}{\bar{X}_P} \frac{d\bar{X}_P}{d\phi_S(\bar{X}_P)} \quad (A.10)$$

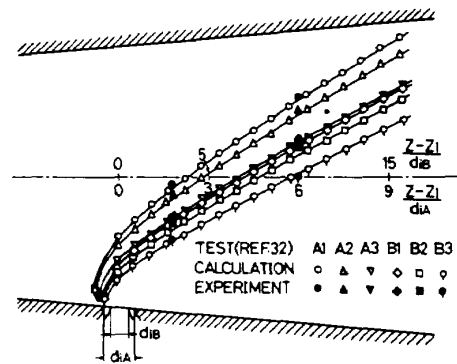
以上の幾何学的関係が求められると反射後の結果は容易に求められる。

A.4 計算および結果の検討

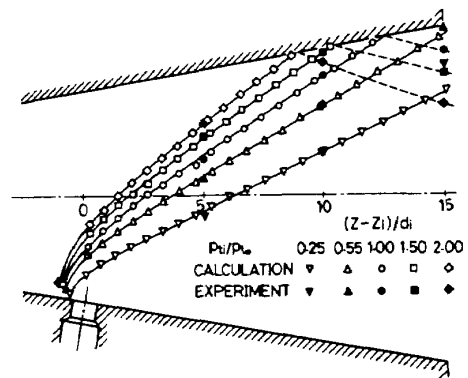
R_0 の決定法についてはいくつかの方法^{49),50),51)} が提唱されているがここでは Dahm⁵¹⁾ の計算法による噴射位置の主流状態に対する R_0 が用いられた。

本報告の計算は (A.5) 式の K を 3 として行われたもので、その時 a_0 と a_8 以外の定数はそれぞれ $a_1 = 0.6$, $a_2 = 0.2$ とされた。またノズル中心軸と衝撃波中心軸のなす角度 β は $\alpha - \beta = 0.2 / \bar{X}_I$ で定められた。

(A.5) 式は (A.1) 式で M が X について陽に表わされていないので、 X の代りに M を独立変数としてシンプソン法によって数値的に積分された。ただし起点で衝撃波と流線が直交するので、積分は起点よりわずかに下流の点から行なわれた。この点の ϕ_S の値は流れがほぼ平行であることから平板上の式で起点におけるマッハ数を用いて計算された。



(a) 参考文献 32 との比較



(b) 本実験との比較

図 24 対称面における計算された離脱衝撃波形と実験で測定された衝撃波位置の比較—円錐型ノズル内の場合

以上のようにして計算された対称面における離脱衝撃波形状と実験で観測された形状の比較を図 23, 24 に示す。図 23 は平板上の結果で、実験値は参考文献 19, 20 および 29 によったものである。実験条件は $M_\infty = 2.1 \sim 4.03$, $P_{t,i}/P_{t,\infty} = 0.34 \sim 4.53$, $T_{t,i}/T_{t,\infty} = 1.0 \sim 3.0$, $M_i = 1.0$ として噴射気体として空気, 窒素, 水素, ヘリウムおよびアルゴンが用いられたデータである。図の縦軸は離脱衝撃波の中心軸の壁面からの浮き上がりに対応するため $\bar{Y} = \bar{Y} - 0.2$ となっている。この時の中心軸の壁面からの高さ $0.2R_0$ は前節で β を決定する際に用いられたのと同じ値である。図には相関式(A・5)のほか M_∞ を $(M_\infty^2 - 1)^{1/2}$ で置き換えた blast wave analogy の first order の式 (A・2) および second order の式 (A・3) も示されている(これらの3つの式は平板の場合には簡単に積分された形となる)。 $\bar{X}/(M_\infty^2 - 1)^{1/2}$ の大きな値に対する実験値が見つからなかったため(A・5)式と(A・3)式のどちらが実験値とよく一致するかは、あまりはっきりしていないが、傾向は(A・5)式へ近づいているように見える。図 24 は円錐ノズル内の結果で、(a)は参考文献 32, (b)は本報告の実験結果と比べられているが充分満足のいく結果が得られている。

参 考 文 献

- 1) C. C. Lee and B. F. Barfield; Interaction of Sonic Transverse Jets with Supersonic External Flows, AIAA J., Vol. 9, No. 2 (1971/2), pp. 304~308.
- 2) F. T. Smith and K. Stewartson; Plate Injection into a Separated Supersonic Boundary Layer, J. Fluid Mech., Vol. 58, Part 1 (1973), pp. 143~159.
- 3) K. Stewartson; Plate-Injection into a Separated Supersonic Boundary Layer, Part 2, The Transition Region, J. Fluid Mech., Vol. 62, Part 2 (1974), pp. 289~304.
- 4) A. Amr and D. R. Kassoy; A Note on the Description of an Attached Supersonic Boundary Layer near a Point of Injection Cut-Off, J. Fluid Mech., Vol. 71, Part 3 (1975); pp. 455~463.
- 5) R. W. Cubbison, B. H. Anderson and J. J. Ward; Surface Pressure Distributions with a Sonic Jet normal to Adjacent Flat Surfaces at Mach 2.92 to 6.4, NASA TN D-580 (1961/2).
- 6) E. E. Zukoski and F. W. Spaid; Secondary Injection of Gases into a Supersonic Flow, AIAA J., Vol. 2, No. 10 (1964/10), pp. 1689~1696.
- 7) F. Maurer; Three-Dimensional Effects in Shock-Separated Flow Region ahead of Lateral Control-Jets Issuing from Slot Nozzles of Finite Length, Separated Flow, Part II, AGARD Conference Proceedings, No. 4 (1966/5), pp. 597~634.
- 8) R. D. Guhse; On Secondary Gas Injection in Supersonic Nozzles, J. Spacecraft and Rockets, Vol. 3, No. 1 (1966/1), pp. 147~149.
- 9) L. G. Kaufman, II; Hypersonic Flow past Transverse Jets, AIAA J., Vol. 4, No. 9 (1967/9), pp. 1230~1235.
- 10) F. W. Spaid and E. E. Zukoski; A Study of the Interaction of Gaseous Jets from Transverse Slots with Supersonic External Flows, AIAA J., Vol. 6, No. 2 (1968/2), pp. 205~212.
- 11) M. J. Werle, D. G. Shaffer and R.T. Driftmyer; Downstream Pressure Distributions for Two-Dimensional Jet Interactions, AIAA J., Vol. 8, No. 6 (1970/6), pp. 1165~1167.
- 12) W. J. Thayer, III; New Information on the Two-Dimensional Jet Interaction Problem, AIAA J.,

- Vol. 9, No. 3 (1971/3), pp. 539~541.
- 13) V. Zakkay, W. Calarese and L. Sakell; An Experimental Investigation of the Interaction between a Transverse Sonic Jet and a Hypersonic Stream, *AIAA J.*, Vol. 9, No. 4 (1971/4), pp. 674~682.
 - 14) M. J. Werle, R. T. Driftmyer and D. G. Shaffer; Jet-Interaction-Induced Separation: Two-Dimensional Problem, *AIAA J.*, Vol. 10, No. 2 (1972/2), pp. 188~193.
 - 15) W. J. Thayer, III and R. C. Corlett; Gas Dynamic and Transport Phenomena in the Two-Dimensional Jet Interaction Flowfield, *AIAA J.*, Vol. 10, No. 4 (1972/4), pp. 488~493.
 - 16) F. W. Spaid; Two-Dimensional Jet Interaction Studies at Large Values of Reynolds and Mach Numbers, *AIAA J.*, Vol. 13, No. 11 (1975/11), pp. 1430~1434.
 - 17) H. T.-S. Hsia, H. S. Seifert and K. Karamcheti; Shocks Induced by Secondary Fluid Injection, *J. Spacecraft and Rockets*, Vol. 2, No. 1 (1965/1-2), pp. 67~72.
 - 18) R. Narasimha, R. Ravindran and T. A. Diab; Leading Shock in Two-Dimensional Secondary Fluid Injection, *AIAA J.*, Vol. 5, No. 11 (1967/11), pp. 2064~2065.
 - 19) R. C. Orth, J. A. Schetz and F. S. Billig; The Interaction and Penetration of Gaseous Jets in Supersonic Flow, *NASA CR-1386* (1969/7).
 - 20) L. J. Chrans and D. J. Collins; Stagnation Temperature and Molecular Weight Effects in Jet Interaction, *AIAA J.*, Vol. 8, No. 2 (1970/2), pp. 287~293.
 - 21) T. Yamanaka; An Investigation of Secondary Injection Thrust Vector Control, *NAL TR-286T* (1972/5).
 - 22) W. Reinecke; Penetration of a Lateral Sonic Gas Jet into a Hypersonic Stream, *AIAA J.*, Vol. 13, No. 2 (1975/2), pp. 173~176.
 - 23) J. A. Schetz and F. S. Billig; Penetration of Gaseous Jets Injected into a Supersonic Stream, *J. Spacecraft and Rockets*, Vol. 3, No. 11 (1966/11), pp. 1658~1665.
 - 24) J. A. Schetz, P. F. Hawkins and H. Lehman; Structure of Highly Underexpanded Transverse Jets in a Supersonic Stream, *AIAA J.*, Vol. 5, No. 5 (1967/5), pp. 882~884.
 - 25) R. C. Orth and J. A. Funk; An Experimental and Comparative Study of Jet Penetration in Supersonic Flow, *J. Spacecraft and Rockets*, Vol. 4, No. 9 (1967/9), pp. 1236~1242.
 - 26) J. A. Schetz, R. A. Weinraub and R. E. Mahaffey, Jr.; Supersonic Transverse Injection into a Supersonic Stream, *AIAA J.*, Vol. 6, No. 5 (1968/5), pp. 933~934.
 - 27) L. S. Cohen, L. J. Coulter and W. J. Egan, Jr.; Penetration and Mixing of Multiple Gas Jets Subjected to a Cross Flow, *AIAA J.*, Vol. 9, No. 4 (1971/4), pp. 718~724.
 - 28) F. S. Billig, R. C. Orth and M. Lasky; A Unified Analysis of Gaseous Jet Penetration, *AIAA J.*, Vol. 9, No. 6 (1971/6), pp. 1048~1058.
 - 29) M. G. Torrence; Concentration Measurement of an Injected Gas in a Supersonic Stream, *NASA TN D-3860* (1967/4).
 - 30) R. C. Rogers; A Study of Mixing of Hydrogen Injected normal to a Supersonic Airstream, *NASA TN D-6114* (1971/3).
 - 31) J. P. Wagner, J. M. Cameron and F. S. Billig; Penetration and Spreading of Transverse Jets of Hydrogen in a Mach 2.72 Airstream, *NASA CR-1794* (1971/3).
 - 32) A. F. Charwat and J. Allegre; Interaction of a Supersonic Stream and a Transverse Supersonic Jet, *AIAA J.*, Vol. 2, No. 11 (1964/11), pp. 1965~1972.
 - 33) D. K. McLaughlin, J. E. Carter, M. Finston and J. A. Forney; Experimental Investigation of the Mean Flow of the Laminar Supersonic Cone Wake, *AIAA J.*, Vol. 9, No. 3 (1971/3), pp. 479~484.
 - 34) G. I. Taylor and J. W. Maccoll; The Air Pressure on a Cone Moving at High Speed, *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, Vol. 139 (1933), pp. 278—; and also A. H. Shapiro; The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow (1954), Vol. 2, Chapt. 17, pp. 651~657, Ronald.
 - 35) AMES Research Staff; Equations, Tables, and Charts for Compressible Flow, *NACA Report 1135*.
 - 36) 遠藤浩, 中村正義; 横風中の3次元乱流ジェットの湾曲と発達, 航技研報告 TR-216(1970/11)
 - 37) Y. Kamotani and I. Greber; Experiments on a Turbulent Jet in a Cross Flow, *AIAA J.*, Vol. 10, No. 11 (1972/11), pp. 1425~1429.
 - 38) R. Fearn and R. P. Weston; Vorticity Associated

- with a Jet in a Cross Flow, *AIAA J.*, Vol. 12, No. 12 (1974/12), pp. 1666~1671.
- 39) P. Chassaing, J. George, A. Claria and F. Sananes; Physical Characteristics of Subsonic Jets in a Cross-Stream, *J. Fluid Mech.*, Vol. 62, Part 1 (1974), pp. 41~64.
- 40) R. Sedney; A Survey of the Effects of Small Protuberances on Boundary Layer Flows, *AIAA J.*, Vol. 11, No. 6 (1973/6), pp. 782~792.
- 41) E. Migotsky and M. V. Morkovin; Three-Dimensional Shock-Wave Reflections, *J. Aeronaut. Sci.*, Vol. 18, No. 7 (1951/7), pp. 484~489, 504.
- 42) L. Lees; Hypersonic Wakes and Trails, *AIAA J.*, Vol. 2, No. 3 (1964/3), pp. 417~428.
- 43) 秋葉隼二郎, 倉谷健治, 長友信人; TVCの地上試験, 東京大学宇宙航空研究所報告, 第8巻, 第3号(B) (1972/9), pp. 892-915.
- 44) T. Yamanaka, O. Okamoto and H. Kamimura; SITVC at Fire in the Hole Separation, *Proceedings of the Tenth International Symposium on Space Technology and Science* (1973), pp. 51~58.
- 45) M. Arens and E. Spiegler; Shock-Induced Boundary Layer Separation in Over-Expanded Conical Exhaust Nozzles, *AIAA J.*, Vol. 1, No. 3 (1963/3), pp. 578~581.
- 46) A. Sakurai; On the Propagation and Structure of the Blast Wave, I, *J. Phys. Soc. Japan*, Vol. 8, No. 5 (1953/9-10), pp. 662~669.
- 47) A. Sakurai; On the Propagation and Structure of the Blast Wave, II, *J. Phys. Soc. Japan*, Vol. 9, No. 2 (1954/3-4), pp. 256~266.
- 48) H. W. Liepmann and A. Roshko; *Elements of Gasdynamics* (1956), p. 105, John Wiley & Sons: ; 和訳 玉田 瑠 訳; 気体力学(1960), p. 118, 吉岡書店.
- 49) J. E. Broadwell; Analysis of the Fluid Mechanics of Secondary Injection for Thrust Vector Control, *AIAA J.*, Vol. 1, No. 5 (1963/5), pp. 1067~1075.
- 50) H. T.-S. Hsia; Equivalence of Secondary Injection to a Blunt Body in Supersonic Flow, *AIAA J.*, Vol. 4, No. 10 (1966/10), pp. 1832~1834.
- 51) T. J. Dahm; The Development of an Analogy of Blast-Wave Theory for the Prediction of Interaction Forces Associated with Gaseous Secondary Injection into a Supersonic Stream, *VIDYA TN 9166-TN-3* (1964/5), Vidya Division of Itek Corporations: and also Ref. 20, p. 289.

航空宇宙技術研究所報告 479号

昭和 51 年 12 月 発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町 1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182
印刷所 株式会社 共 進
東京都杉並区久我山 4-1-7(羽田ビル)
