

超音速噴流中に発生する擬似衝撃波の構造について*

永 井 實**

Minoru NAGAI

Key Words: Supersonic Jet, Pseudo-Shock Wave, Normal-Shock Wave, Jet Boundary, Boundary Layer, Schlieren Method, Acoustic Wave

1. ま え が き

ラバルノズルより流出する超音速噴流は、ノズルの出口端静圧が噴流下流の背圧に比して、低い場合、ちょうど等しい場合および高い場合に大別され、それぞれ過膨張、設計および不足膨張超音速噴流とよばれている⁽¹⁾。このうち設計噴流および不足膨張噴流については工学上しばしば遭遇することから、噴流の境界、内部構造およびその発生する騒音についてさかんに研究が行われている^{(2)~(4)}が、過膨張超音速噴流の構造に関する研究はあまり見当たらない。過膨張超音速噴流は垂直衝撃波や斜め衝撃波の系を通して次第に亜音速噴流に減速するが、その模様についてふつうは圧縮性を考慮した非粘性流れと衝撃波および膨張波の理論によって説明されているにすぎない。ところが実際の衝撃波はノズル内に発生する管壁境界層およびそれにつづく噴流境界のせん断流層との干渉によって複雑な様相を呈し、従来の理論では説明し得ない流れとなっている。この現象について部分的な報告⁽¹⁾や研究の必要性の指摘⁽⁵⁾などはあるが、系統的な研究報告は実験的にも理論的にもまだ見受けられない。

著者らは先に、管内流における垂直衝撃波と境界層の干渉問題をなわち擬似衝撃波の構造⁽⁶⁾と振動現象⁽⁷⁾の問題について一定の知見を得、理論的解明⁽⁸⁾も行っているが、本研究では噴流中における衝撃波とせん断流層の干渉問題を明らかにすることを試みている。本報告は、設計マッハ数の異なる7個のラバルノズルより流出する超音速噴流について、シュリーレン法による写真撮影と種々の圧力測定を行い、特にノズル出口端に発生する擬似衝撃波の構造を明らかにしたものである。

記 号

a : 音速

c : 拡散係数
d, D : ノズル径, 噴流直径
L : 擬似衝撃波の長さ
M : マッハ数
P : 圧力
r : 半径
T : 温度
u : 速度
w : クロッキ数 $=u/\sqrt{2c_p T_0}$
X : 軸方向距離
Y : 半径方向距離
 γ : 比熱比
 ρ : 密度
添 字
0 : よどみ点
+ : スロート部
e : 出口
d : 設計
t : ビトー管
1, 2 : 擬似衝撃波の前, 後
a : 大気

2. 実験の装置と方法

図1に実験装置の概要を示す。圧縮機により圧縮された乾燥空気(2.9 MPa, 3.7 Nm³/min)は調圧弁を通り集合管内でいったんよどみ点状態に回復したのち、ラバルノズルによって所定の超音速流へ加速され大気中へ放出される。

図2にラバルノズルの形状を示す。設計マッハ数を1.0から2.83の範囲で七とおりに変化させた軸対称ノズルで、各ノズルともスロート部直径を10 mmとし、設計マッハ数に応じて出口直径 d_e を変化させてある。

実験は調圧弁によって集合管圧力を一定に保った状態で、ノズル壁面の軸方向静圧分布の測定、噴流中の全圧および静圧分布の測定およびシュリーレンシステムによる流れ場の写真撮影などを行った。シュリー

* 昭和56年10月20日 第59期全国大会講演会において論文講演として講演。原稿受付 昭和56年4月6日。

** 正員、琉球大学工学部(〒903-01 沖縄県中頭郡西原町字千原道田59)。

システムにはマグネシウム瞬間発光光源（露光時間約 10 μ s）と 400 mm 口径の凹面鏡 2 台を使用して、図 3 および 4 に全圧管および静圧管をそれぞれ示す。噴流中の圧力分布の測定には、全圧管または静圧管をトラバース装置によって流れの軸方向および半径方向に逐次移動させる方法をとった。本実験のレイノルズ数は各ノズルの設計流れの状態で、 $3.34 \times 10^6 \sim 3.21 \times 10^6$ の範囲にある。

なお、超音速噴流の発生する騒音について音圧測定と周波数分析を行い、また高速度カメラによる流れ場の撮影も行っているが、それらの結果は本報告では割

愛する。

3. 実験結果とその考察

3-1 ラバルノズルの始動過程 図 5 にラバルノズルの始動過程における軸方向壁面静圧分布の典型例を示す。設計マッハ数 $M_d=2.04$ のノズルで、集合閉圧力 P_0 を徐々に増加させるにしたがって、ノズル広がり部に発生した衝撃波が下流側へ移行してゆく様子がわかる。

図 6 は同じ流れについて、 P_0 を横軸にとり縦軸に種々の圧力比を示したものである。図より P_0 が 0.16 MPa 以上で P^*/P_0 が一定となり、 $P_0=0.44$ MPa 以上では P_e/P_0 が一定となることから、それぞれスロート部の閉そくとノズル出口部の超音速流への始動を確認することができる。その際 P_0/P_0 の値より計算されるマッハ数 M_1 は 1.91 で設計マッハ数よりも低

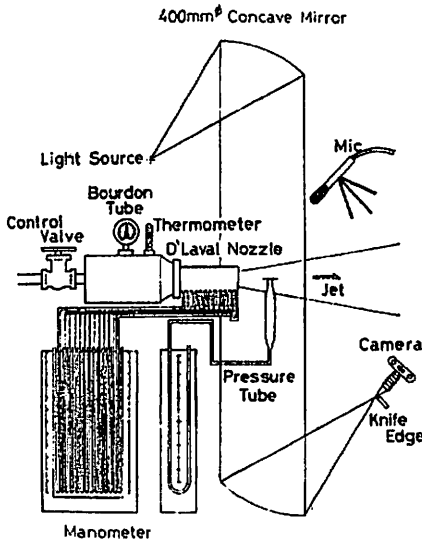


図 1 実験装置の概要

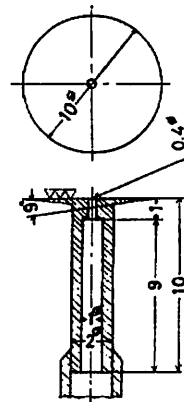


図 4 静圧管

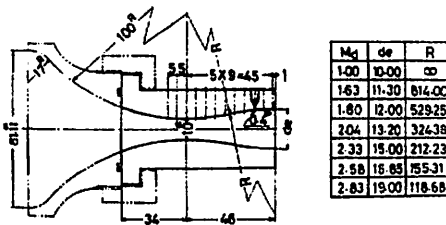


図 2 ラバルノズル

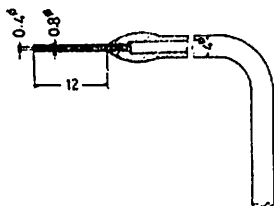


図 3 全圧管

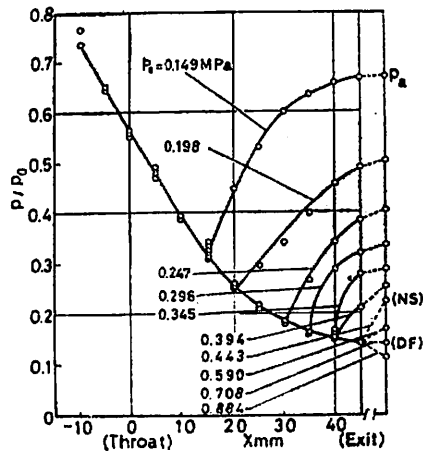


図 5 ノズル壁面静圧分布 ($M_1=1.91$)

いが、これはノズル内壁に発達した境界層によってノズルスロート部と出口部の流れの実効断面積比が減少したためである。

つぎに背圧(大気圧) P_a とノズル出口部静圧の比 P_a/P_e は $P_0=0.34$ MPa まではゆるやかに上昇し、その後 $P_0=0.44$ MPa までの間に急上昇して極大値に達している。これは図5および後掲のシュリーレン写真からも明らかのように、ノズル内に発生した擬似衝撃波がこの間にノズル出口部を通過するためである。 P_a/P_e が極大値となる状態は P_a/P_0 が一定値となりノズル出口部が超音速流へ始動した状態と一致しているが、非粘性流れの理論によればこれはちょうどノズル出口端に垂直衝撃波が発生した状態と説明されている。以後簡単のためこの状態を NS と略記する。極大値に達した後、 P_a/P_e は P_0 の増加とともに指数関数的に減少するが、 $P_0=0.71$ MPa で $P_a/P_e=1.0$ となり噴流は、ノズル出口部で何らの圧力波も伴わない設計流れとなることを示している。簡単のためこの状態を DF と略記する。NS 状態を含めて $P_a/P_e > 1$ の状態が過膨張噴流、 $P_a/P_e < 1$ の状態が不足膨張噴流である。

3.2 シュリーレン写真による流れ場の観察 図7は設計マッハ数 1.80 のノズルによって得られた、種々の集合胴圧力 P_0 における流れ場のシュリーレン写真である。いずれもすでにノズルスロート部が閉そくした状態であり、非粘性理論によれば図7(a)がノズル内に発生した垂直衝撃波後流の超音速噴流、(b)がNS 状態、(c)はノズル出口部に斜め衝撃波の発生

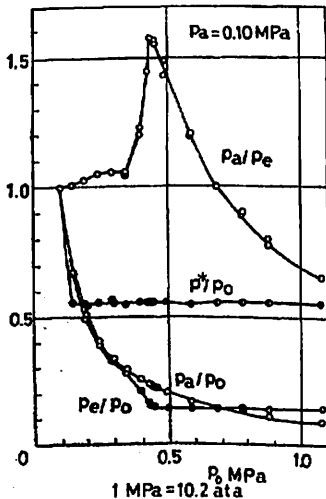
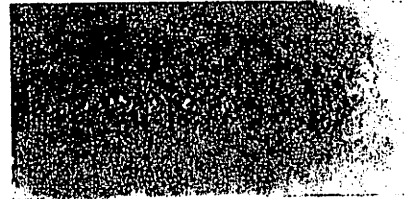
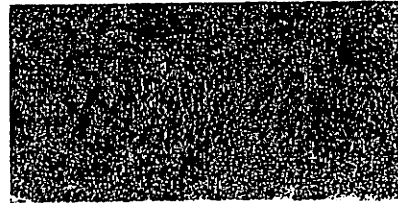


図6 P_0 の変化による諸圧力比の変化 ($M_1=1.91$)

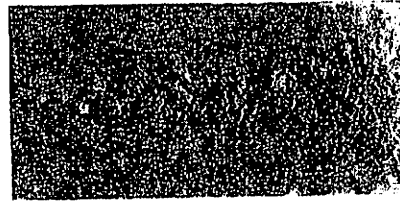
する状態、(d)が設計噴流そして(e)が不足膨張噴流にそれぞれ対応することになる。ところが写真(a)より明らかなように、超音速噴流と考えられている流れの中に、すでに強い圧縮波(写真で黒く見え



(a) $P_0 - P_a = 0.10$ MPa



(b) $P_0 - P_a = 0.24$ MPa (NS 状態)



(c) $P_0 - P_a = 0.29$ MPa



(d) $P_0 - P_a = 0.42$ MPa (DF 状態)



(e) $P_0 - P_a = 0.69$ MPa

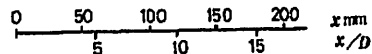


図7 ラバルノズル始動過程のシュリーレン写真 ($M_2=1.80, M_1=1.70$)

る部分) および膨張波 (白く見える部分) が存在することがわかる。これはノズル内の垂直衝撃波が壁面境界層と干渉してすでに擬似衝撃波となっており、写真はその後半部分を撮ったものと思われる。図6において $P_0=0.34\sim 0.44$ MPa に見られた P_e の急減少 (P_n/P_e の急上昇) もこの擬似衝撃波の通過によって誘起されていることは自明であろう。

図7(b) は NS 状態であり、噴流中へ移行した擬似衝撃波は、管内流におけると同様、多数の衝撃波および膨張波より形成され、その長さも噴流直径の数倍に達していることが観察される。

図7(c) は、非粘性理論によればノズル出口端に斜め(円すい)衝撃波の発生する流れであるが、写真(b)と比較して大きな相違は認められない。すなわち、写真(c)に見られる波を擬似衝撃波と考えれば、それは NS 状態のものに比べて前後の圧力比が小さく、またその区間もやや長くなっているが、現象的にはほぼ同質のものとしてはあくでできるように思われる。なお図7(b),(c)とも、擬似衝撃波を構成する数個の衝撃波が噴流軸に対して非対称となり、それらを中心として四方に伝ばする強い音波をとらえているが、これは衝撃波を伴う超音速噴流に特有のスクリーナ音であろう⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。

つぎに図7(d) が設計噴流であることは、ノズル出口部における噴流境界が軸に平行で、その部分に観察される波も他の写真に比べてかなり弱いことから知る事ができる。またこの時噴流外へ伝ばする波

は、ほぼノズル出口端を音源とし、下流側へのみ広がっていく音波である⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ことも同時に観察される。

図7(e) では、ノズル出口端に強い膨張波を発生し、さらに膨張波が噴流境界で等圧反射することによって発生する衝撃波がそれに続き、以下同様の膨張と圧縮を繰り返している様子がわかる。またこの場合の音場は、図7(b),(c)で観察されたスクリーチ音と図7(d)の音波の両者を含んでいるように観察される。

つぎに、図8は種々のマッハ数における NS 状態の噴流の様子をシュリーレン写真で示したものである。

図8(a) は $M_1=1.0$ のストレートノズルのものであるが、ノズル出口端のマッハ数は必ずしも 1.0 とならず、管壁境界層厚さのノズル出口部近傍における変化のため、出口端よりやや上流に流れのショート部が形成され、出口端のマッハ数 M_1 は、1.13 となることがわかった。ただし写真に見られるようにこの場合の擬似衝撃波はかなり弱い、図7(b) および (c) は、 M_1 が大きくなるにつれて擬似衝撃波は次第に強い衝撃波から構成されるようになることを示している。

図8(d)~(g) は、さらに M_1 が大きくなると、各衝撃波の形状が X 形となり、各衝撃波相互間の距離がいつそう長くなることを示している。

これらの写真を文献(6)に示した直管内の擬似衝撃波と比較すれば、特にマッハ数の高いときに、直管内における先頭衝撃波は X 形からさらに変形して多数の弱い衝撃波群であったのに対し、噴流中の場合の先頭衝撃波はかなり鮮明な X 形を維持していることがわかる。これは噴流の場合、ノズル出口端という明確な境界のために先頭衝撃波の発生位置がその点に強く固定されるためと思われる。

なお各写真には、後述の圧力分布の変化などより判定した擬似衝撃波の終了点を ∇ 印で示してあるが、いずれの写真においても擬似衝撃波の終了点近傍を境として噴流境界の幅が下流側へ大きく増加することが認められる。

3.3 噴流中心軸上の全圧および静圧分布 図9(a)~(c)に、3個のノズルについて NS 状態で得られた噴流中心軸上のピトー管

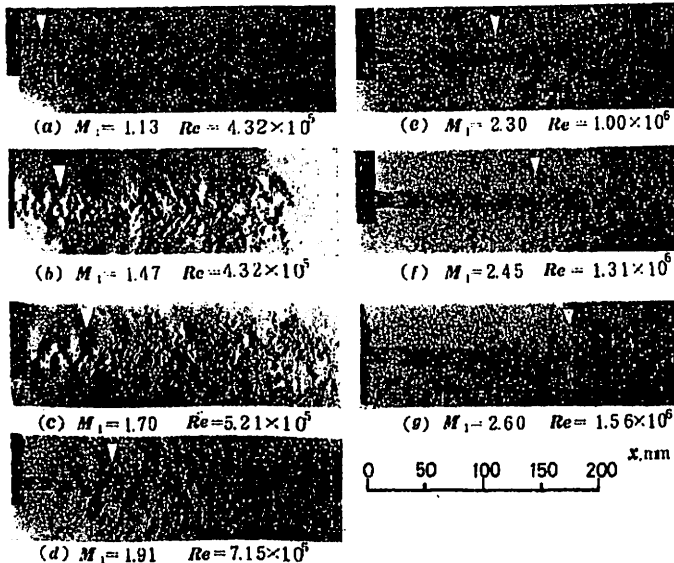


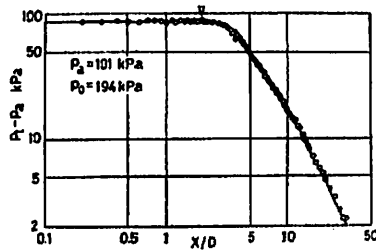
図8 ラバルノズル出口端に発生した擬似衝撃波(NS状態)

全圧 P_t の分布をいずれも両対数グラフで示す。

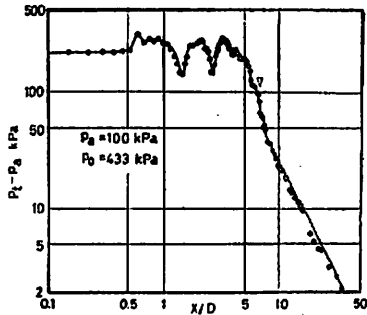
同図 (a) より $M_1=1.13$ の場合は、中心軸上の P_t はノズル出口端より直径の3倍程度の間はほぼ一定値を示し、つぎになだらかな減少に転じ、次第にその減少率を増加させて、漸近的に非圧縮性噴流拡散の相似解が示す速度減衰率⁽¹³⁾すなわち

$$(P_t - P_0) = \frac{1}{2} \rho u^2 \alpha x^{-2} \dots\dots\dots (1)$$

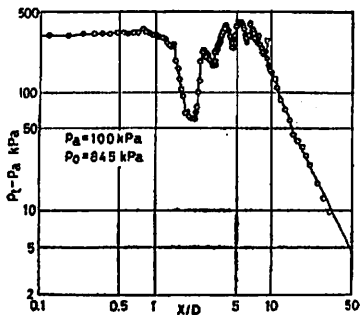
に一致することを示している。以上の変化は亜音速噴流の拡散現象と同様であり、最初の P_t =一定の領域をポテンシャルコア領域、つぎの領域を中心部流れが噴流境界の影響を受け速度分布の変化する領域、最後の式(1)で示される領域は各点の速度分布が互いに



(a) $M_1=1.13$



(b) $M_1=1.91$



(c) $M_1=2.45$

図9 噴流中心軸上全圧分布

相似となる領域と考えることができる⁽¹⁴⁾。

(b) は $M_1=1.91$ の場合で、(a) と比較すれば最初の領域で P_t が軸方向に大きく変動している点が異なっている。これは噴流内の強い擬似衝撃波の影響によることは明らかだが、シュリーレン写真と詳細に比較すれば特に先頭衝撃波および第2衝撃波の後流で極小値を示すことがわかる。これは、先頭および第2衝撃波による全圧損失のみでなく、その後超音速に加速された流れにピトー管をそう入したためにピトー管先端に発生する衝撃波による全圧損失、すなわち、見かけの損失も含んでいる。同図において、先頭衝撃波の発生部で P_t に若干の上昇が見られるのも同様の理由で説明される。ただし、各全圧測定点を超音速であるか亜音速であるかによって区別し、超音速流に対してはレーレーのピトー管公式を採用することは、本実験の場合ほとんど不可能であり、またかかる現象の存在をあらかじめ念頭に入れておけば、ピトー管公式の採否によって流れの構造はあくに本質的な違いは発生しないことを確認したので、本論文ではすべて測定全圧 P_t を使用してある。図9(c) は $M_1=2.45$ のもので、最初の領域における P_t の変動がいっそう大きくなり、特に先頭衝撃波の後流において P_t の極小値がきわだっていることがわかる。ただし、同図(b),(c)の場合とも最初の領域で P_t は大きく変動するが、その平均値は横軸に対してはほぼ平行である。つまり擬似衝撃波の発生によってもその中心部の平均全圧はほぼ一定に保たれることを示しており興味深い。また、(b),(c)を(a)と比較すれば、第2の速度分布の変化する領域において、 P_t の減少率が式(1)で示される減少率よりも大きくなり、その後減少率を低下させて第3の亜音速噴流相似解の分布へ漸近することを示している。

なお、各図にはシュリーレン写真やつぎに示す軸方向静圧分布なども考慮して判定した擬似衝撃波の終了点を ∇ 印で示してある。

図10(a)~(c)に図9(a)~(c)とそれぞれ同じ状態で得られた噴流中心軸上の静圧分布を示す。図中横軸はノズル出口からの距離 x mm および x/D を併記し、縦軸に測定静圧 P と大気圧 P_0 の差を示してある。また各図とも縦軸にノズル出口端より1mm上流の壁面静圧 P_1 の値を矢印で示してある。

NS状態であるから、 P_1 はいずれも大気圧以下にあるが、図より明らかなように噴流中の静圧はいずれの場合にもノズル出口直後に急上昇し大気圧以上の値となり、その後増減を繰り返しながらしだいにその振幅を減少させ、ついに大気圧へ漸近している。同図(b)

(c)によれば、この変動は M_1 の増加とともにはげしくなり、その極大値と極小値を背圧以上および以下にもつことがわかる。[図 (a)~(c) のスケールは縮尺比が異なることに注意]。すなわち噴流中における擬似衝撃波内部の静圧は、最終回復圧力に対して軸方向に過圧縮と過膨張を繰返している。直管内の擬似衝撃波においてはこのような過圧縮は認められない⁽⁶⁾ことを考慮すれば、これは噴流中における擬似衝撃波の特徴とみなすことができる。

なお、著者らの一連の研究によれば、同様の過圧縮と過膨張の繰返しは、不足膨張噴流にも発生するだけ

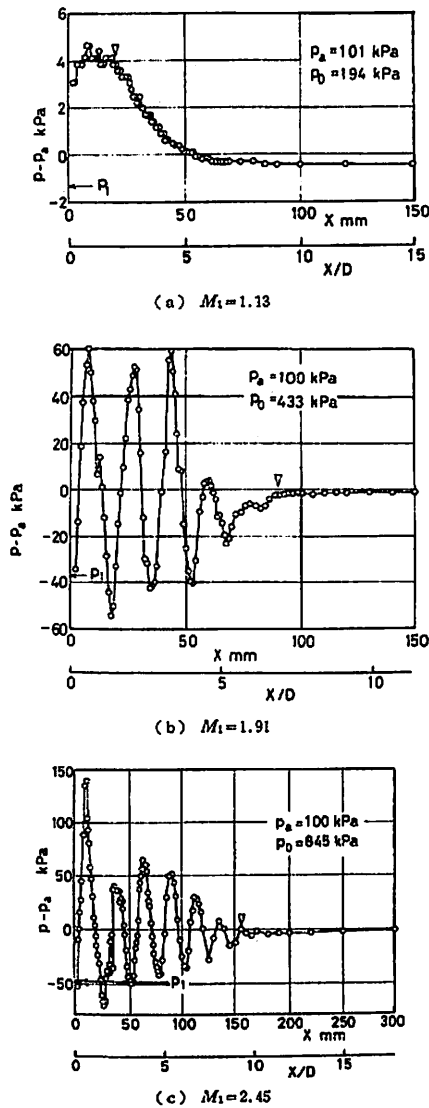


図 10 噴流中心軸上静圧分布

でなく、振幅こそ小さいが設計噴流においても観察されている ($M_1=1.91$ で振幅約 44 kPa)⁽¹⁵⁾。したがって、減速する超音速噴流は必然的に多少の衝撃波および膨張波を伴うものであるとみなすことができる。

図中 ∇ 印は擬似衝撃波の終了点と判定される位置を示したものである。一連の実験によって、擬似衝撃波の終了点は軸方向の静圧の大きな変動がほぼ終了した点と考えられる。擬似衝撃波の終了点以降では静圧はいったん大気圧以下まで減少し、その後負圧の側からしだいに大気圧に一致してゆく。

3.4 半径方向の全圧、静圧および局所質量流束の分布 図 11 に $M_1=1.70$ の NS 状態の噴流について、軸方向のいくつかの距離においてピトー管を軸と直角方向にトラバースすることによって得られた、半

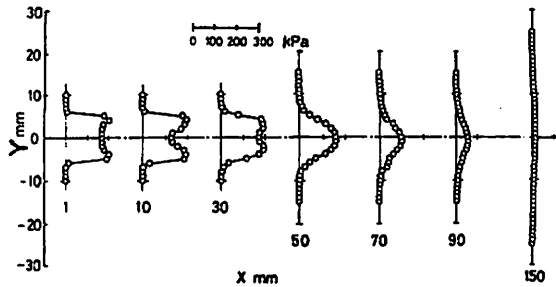


図 11 半径方向全圧分布 ($M_1=1.70$)

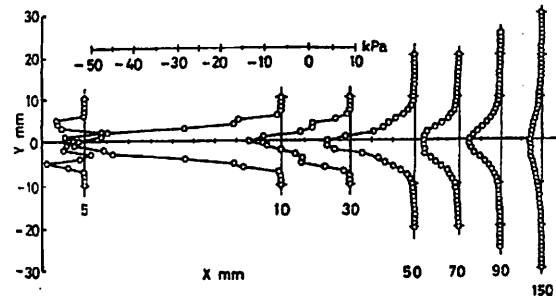


図 12 半径方向静圧分布 ($M_1=1.70$)

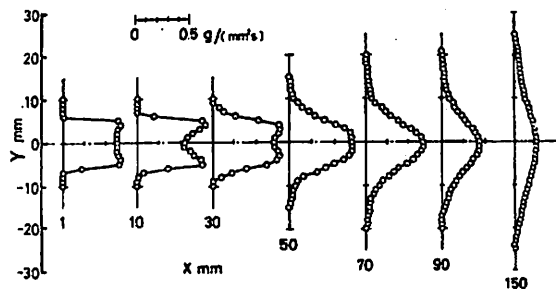


図 13 半径方向質量流束分布 ($M_1=1.70$)

径方向全圧分布を示す。図よりノズル出口端直後の全圧分布はほぼ平坦であり、下流側へいくにつれて周辺より平坦な部が減少していくのがわかる。ノズル直後の分布において中央部分の測定値がその周辺部分よりやや低くなるのは、前述のとおり、擬似衝撃波を構成する衝撃波およびビーター管そう入による衝撃波の発生に伴うものである。x=50 mm において平坦な部はほぼ消滅しており、その後下流へいくにつれて中心の値を減少させているが、x=70 mm と 90 mm の分布は互いにほぼ相似であるように思われる。

図 12 は同じ流れについて半径方向静圧分布を示したものである。図に示す測定位置ではすべて中央部の静圧が大気圧より低くなっているが、図 10(b), (c) に見たように、擬似衝撃波の発生領域では測定位置によって中央部の静圧が大気圧以上になることもある。また図中 x=5 mm の分布が示すように測定点によっては静圧が半径方向にかなり複雑に分布する場合も認められた。ただし、x=70, 90 および 150 mm の測定値が示すように擬似衝撃波の領域以降においては、常に中央部に最小値をもつ滑らかな静圧分布曲線が得られることがわかった。

図 13 は、図 11, 12 より次式によって計算した局所質量流束 ρu の半径方向分布を示したものである。

$$\rho u = \frac{\gamma P_1}{a_0} \left(\frac{P}{P_1} \right)^{1/\gamma} \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{P}{P_1} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]} \quad \dots\dots\dots(2)$$

上式の a_0 はよどみ点状態の音速で、集合調温度によって計算した。

図より、質量流束の半径方向分布はほぼ図 11 の全

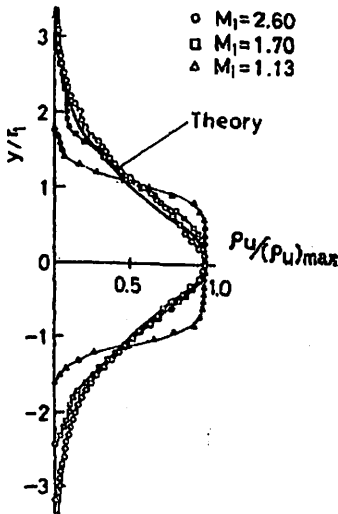


図 14 擬似衝撃波終了点における質量流束分布

圧分布に近い形状をしているが、静圧分布の影響によって分布曲線が全圧分布よりも滑らかになることが指摘される。このように、質量流束の半径方向分布を用いれば、よりめいりょうに擬似衝撃波の終了点を判定することができ、終了点以降においては質量流束分布が互いにほぼ相似になることがわかった。図 13 に示す $M_1=1.70$ の場合、擬似衝撃波の終了点は $x=70$ mm ($x/D=5.8$) と判定される。

図 14 は、このようにして得られた擬似衝撃波終了点における半径方向質量流束分布を、縦軸にノズル出口部半径で無次元化した半径方向距離 y/r_1 、横軸に $(\rho u)/(\rho u)_{max}$ をとって示したものである。

同図には $M_1=1.70$ の他に典型例として $M_1=1.13$ および 2.60 のものも示してある。また図中の曲線は、軸対称亜音速噴流における速度分布の相似解

$$u/u_{max} = \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{ky}{r_1} \right)^2 \right\}^{-2} \quad \dots\dots\dots(3)$$

を、 $y/r_1 = \pm 1.0$ で $u/u_{max} = 0.5$ となるよう $k=0.777$ と定めて表示したものである。

図より、 M_1 が高い場合、擬似衝撃波終了点における質量流束分布の実験値はほとんど亜音速噴流の相似解に重なることが認められる。

なお、質量流束を断面にわたって積分することにより、ノズルより流出した空気量の、擬似衝撃波終了点までの、半径方向への広がり率を計算したところ、マッハ数にかかわらず約 1.1 となった。すなわち擬似衝撃波発生領域における流出気流の拡散は、亜音速噴流におけるポテンシャルコア領域と同様かなり小さいことがわかった。

3.5 擬似衝撃波の長さ と 圧力比

図 15 に本実験で得られた噴流中の擬似衝撃波の無次元長さ L/D をマッハ数 M_1 に対して示す。

直管内の擬似衝撃波について著者らは、擬似衝撃波

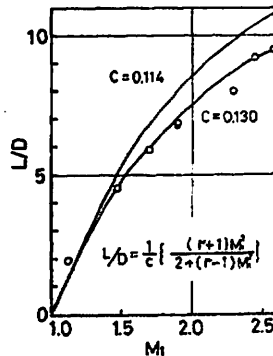


図 15 擬似衝撃波の長さ

の拡散モデルを提案し、その無次元長さとして

$$L/D = \frac{1}{c} \ln \frac{w_1^2}{w^*2} \dots\dots\dots(4)$$

を示した⁽⁶⁾。w₁は擬似衝撃波直前のクロッコ数、w*はM=1に相当するクロッコ数でw*²=(γ-1)/(γ+1)、cは擬似衝撃波内部の拡散の早さを表す定数である。上式はきわめて簡単な形をしており、物理的意味も明解だが、クロッコ数の使用が必ずしも一般的ではないので、マッハ数の関数として表せば、

$$L/D = \frac{1}{c} \left\{ \frac{(\gamma+1)M_1^2}{2+(\gamma-1)M_1^2} \right\} \dots\dots\dots(5)$$

となる。図15の2本の曲線は、上式においてc=0.114およびc=0.130としたものである。直管内の擬似衝撃波の長さはc=0.114で良く表される⁽⁶⁾が、本図より、噴流中のNS状態における擬似衝撃波の長さは同じく式(5)を用いc=0.130でほぼ表示できることがわかる。すなわち、噴流中の擬似衝撃波についてもほぼ拡散モデルの考え方が適用できる。ただし、その拡散は直管内のそれにくらべて早く、その結果、擬似衝撃波の長さを直管内におけるよりも短くしたと説明されるように思われる。拡散がより早くなる理由としては、図10で指摘した擬似衝撃波内部における強い過圧縮と過膨張の効果が推量される。

なお図中●印は、本実験に先がけて行った出口直径3.9mmの超小形ラパルノズルによるものであるが⁽⁶⁾、直径の違いにもかかわらず、擬似衝撃波の無次元長さは良く一致している。

図16に本実験により得られた擬似衝撃波前後の圧力比を示す。図中○印がNS状態におけるノズル出

口端の静圧をP₁、大気圧をP₂とみなして計算したものである。また○印は擬似衝撃波の先頭衝撃波の圧力比を参考のため示したものである。

図より、噴流中の擬似衝撃波前後の圧力比は、図中実線で示す垂直衝撃波前後の理論値にくらべて著しく低いことがわかる。M₁=2.0で比較すると、擬似衝撃波前後の圧力比は垂直衝撃波前後の37%にすぎず、また先頭衝撃波の圧力比で比較してみても理論値の62%程度にとどまっている。

垂直衝撃波前後の圧力比はM₁²に比例して増加するが、本図によれば噴流中の擬似衝撃波前後の圧力比はむしろM₁に比例して増加しており、実験的には

$$P_2/P_1 = 0.66 M_1 + 0.34 \dots\dots\dots(6)$$

で表示されるように思われる。

直管内の擬似衝撃波前後の圧力比の場合は、擬似衝撃波前後の速度の非一様性を考慮にいれ、垂直衝撃波の理論を修正することによって説明できるが⁽⁶⁾、本実験結果を説明するためには、さらに擬似衝撃波の区間における半径方向の境界条件を考慮に入れる必要があるように思われる。すなわち直管内の擬似衝撃波においては静圧は変動を伴いながらも先頭衝撃波、第2衝撃波の順に徐々に上昇してゆくが、噴流の自由境界面は常に大気圧に接しており、各衝撃波による立ち上がりがそのつどはげしく干渉されるため、全体の圧力比を著しく小さくしたものとと思われる。

なお図中の●印および○印は、予備実験⁽⁶⁾の結果を示したものであるが、前と同様、ノズル直径の違いにもかかわらず本実験との一致度は高い。

4. 結 論

本実験によって以下の事項が明らかになった。

- (1) ラパルノズルの始動過程において、従来ノズル出口端に垂直衝撃波が発生していると説明されてきた状態の衝撃波は、噴流境界のせん断流層とはげしく干渉することによって、擬似衝撃波となっている。
- (2) 擬似衝撃波の領域において全圧および静圧は軸方向に数回の変動を繰返し、特に静圧ははげしい過圧縮と過膨張を繰返しなが、しだいに背圧に一致してゆく。
- (3) 擬似衝撃波内部の半径方向全圧および静圧分布は、衝撃波、膨張波および粘性拡散の影響によって複雑に変化するが、擬似衝撃波の終了点において両者より計算した局所質量流束の半径方向分布は、非圧縮性軸対称噴流拡散理論の相似解とはほぼ一致する。
- (4) 擬似衝撃波の長さは、直管内の擬似衝撃波に対して提案された拡散モデルによる式(5)によって

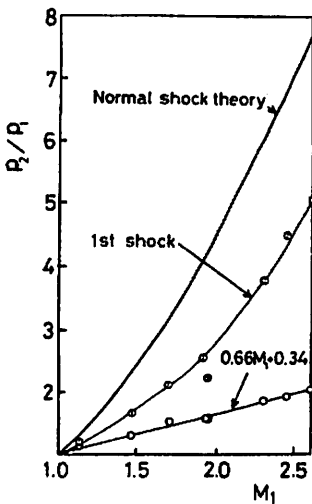


図16 擬似衝撃波前後の圧力比

ほぼ表される。ただし拡散係数 c の違いによって噴流中の擬似衝撃波は直管内のそれよりも短くなる。

(5) 擬似衝撃波前後の圧力比は垂直衝撃波のそれにくらべて著しく小さくなり、垂直衝撃波の理論とは異なって、マッハ数にはほぼ比例して増加している。

以上の実験結果、特に実験式(6)に関する理論的考察は今後の課題である。

最後に本実験に対し終止おしまぬ協力をよせられた佐久川恵博技官および学生諸君に謝意を表す。

九州大学 生井武文教授、松尾一泰教授には本研究に対する貴重な示唆と助言を頂いた。記してお礼申し上げる。また本研究の一部は文部省科学研究費によって行われた。

文 献

- (1) Liepmann, H.W. and Roshko, A., *Elements of Gasdynamics*, (1958), 127, John Wiley & Sons.
- (2) 光安・瀬戸, 航空宇宙学会誌, 19-209 (昭 46), 227.
- (3) 保原, 航空宇宙学会誌, 28-263 (昭 50), 654.
- (4) Pannu, S.S. and Johannesen, N.H., *J. Fluid Mech.*, 74-3 (1976), 515.
- (5) 辻・ほか2名, 機論, 37-294 (昭 46), 383.
- (6) 生井・ほか2名, 機論, 39-326 (昭 48), 3054.
- (7) 生井・ほか3名, 機論, 40-330 (昭 49), 446.
- (8) 永井, 機論, 46-403, B (昭 55), 394.
- (9) Lighthill, M.J., *Proc. R. Soc., Ser. A*, 267 (1962), 147.
- (10) Lighthill M.J., *AIAA J.*, 1-7 (1963), 1507.
- (11) Tam, C.K.W., *J. Fluid Mech.*, 51-1 (1972), 69.
- (12) Tam, C.K.W., *J. Fluid Mech.*, 46-4 (1971), 757.
- (13) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, (1979), 729, McGraw Hill.
- (14) 富田, 流体力学序説, (昭 46), 275, 養賢堂.
- (15) 真壁・内間, 日本機械学会九州学生会卒研講演前編集, (昭 55-3), 35.
- (16) 永井, 琉球大学工学部紀要, 12 (昭 51), 1.

討 論

〔質問〕 瀬戸 邦 聰 (佐賀大学理工学部)

噴流中の衝撃波とせん断層との干渉を管内境界層による擬似衝撃波の性質を用いて解明しようとする考えは最初の試みであると考え敬意を表す。とくに、いわゆる擬似衝撃波全長について、一つの実験式を得られたことは貴重であると考え。

(1) 著者はノズル出口で理想的な垂直衝撃波が生ずる場合(NS状態)を考慮しておられるのか、あるいはNS状態に近い場合について調査されているのか。もし前者の場合であればそのための対策を、もし後者の場合であれば、ノズル形状やわずかな圧力比の違いによる衝撃波間の距離(波長)の変化についてお聞かせ願いたい。

(2) 文中、減速する超音速噴流は必然的に多少の衝撃波および膨張波を伴うものと断定されているが、これはノズル出口の非一様性に起因するとは考えられないか。

〔回答〕 (1) NS状態とはノズルの始動過程において P_0/P_* が極大値をとる状態、すなわちノズル出口端に最も強い衝撃波が発生している状態であり、質問者の分類によれば後者に相当する。本論文の主旨は通常形ラバルノズルの始動過程に発生する衝撃波は理想的な垂直衝撃波ではなく、擬似衝撃波であるという点である。

擬似衝撃波を構成する衝撃波間の距離は擬似衝撃波直前の気流マッハ数が高いほど、また同一マッハ数においては擬似衝撃波前後の圧力比 P_0/P_* が小さいほど

と大きくなる。なおノズル形状や境界層厚さの違いによって予想される擬似衝撃波構造の変化は、今後明らかにすべき課題である。

(2) 超音速噴流においては、ノズル管壁の存在自体が境界層およびせん断流層による速度分布の非一様性をもたらす、必然的に衝撃波を発生せしめる点を指摘した。これはあたかも超音速飛行を行う翼が、翼上面壁の存在自体のためにその部分の超音速流から亜音速流への減速過程を不連続的にすると同様であるのご理解願いたい。

〔質問〕 鹿毛 一之 (大分大学工学部)

超音速噴流中の擬似衝撃波の構造に関する実験結果を大変興味深く拝見したが、その中で擬似衝撃波の終了点(擬似衝撃波の領域)について少しおろがしいかと思う。図10の(b)及び(c)において、噴流中心軸上の静圧が大気圧 P_0 にはほぼ等しくなる点が擬似衝撃波の終了点として示されているが、衝撃波を通過する流れは圧力が上昇するという通常の観点から、図の圧縮、膨張の繰返しにおける圧縮の極大値が少なくとも減少しない点[(b)では $X/D \approx 3$, (c)では $X/D \approx 6$]を終了点とみなすことはできないか。そのような見方をすると M_1 の小さな(a)の結果とも一貫性があるように思われる。つまり超音速噴流中では、まず、擬似衝撃波領域において圧力が上昇した後、それに続く強い乱れを伴った後流を通して大気圧の状態まで変化すると考えられないか。擬似衝撃波の終了点について以上のような解釈をすると、図

9の(b)及び(c)では平均全圧がほぼ一定に保たれる点[(b), (c)でそれぞれ $X/D=3$, および $X/D=6$]が終了点に相当し, 図16の擬似衝撃波前後の圧力比は図中の先頭衝撃波の値とほぼ同じと思われるが, いかがなものか。

〔回答〕 ご指摘の特に図10(b)を見る限り質問者の提案は妥当であるように見えるが, 同図(c)および論文に出ていない他の4種のラバルノズルによる軸方向静圧分布はいずれも, 過圧縮による静圧の極大値は軸方向に次第に減少し, 過膨張による静圧の極小値は次第に増加して両者ともついにはほぼ大気圧に一

致することを示している。

したがって, 擬似衝撃波の終了点の判定はかなり難しくなるが, 本論文では, 軸方向静圧分布のほかにシュリーレン写真や半径方向質量流束分布の変化などより総合的に判断したものである。

また, ノズルの始動過程において重要な量は, ノズル出口端に発生する衝撃波の強さであり, それはノズル出口端静圧と大気圧の比を基本とすべきであるとの考えから, 擬似衝撃波の強さを決定した。先頭衝撃波の強さはあくまで局所的なものであり, 参考値として示したものである。