琉球大学学術リポジトリ

超音速噴流に関する研究 第1報 過膨張超音速噴流中に発生する擬似衝撃波について

メタデータ	言語:
	出版者: 琉球大学理工学部
	公開日: 2013-06-28
	キーワード (Ja):
	キーワード (En):
	作成者: 永井, 實, Nagai, Minoru
	メールアドレス:
	所属:
URL	http://hdl.handle.net/20.500.12000/26639

## 超音速噴流に関する研究

第1報 過膨張超音速噴流中に発生する擬似衝撃波について

永 井 **實\*** 

Investigation of the Supersonic Jet

# 1st report. On the psuedo-shock waves standing in the overexpanded jets

By Minoru NAGAI

#### Summary

Supersonic air jets from the D'Laval nozzle of designed Mach number 2.0 were experimentally investigated. Some typical flow patterns of overexpanded, designed and underexpanded flows were observed by the schlieren system and the various pressure measurements.

Then, the normal shock wave standing just at the nozzle exit in the overexpanded flow was cleared as to be recognized as a pseudo-shock wave, because the normal shock wave had interacted with the shear layer of jet boundary and the compression region of the shock wave was lengthened to some diameters of the nozzle exit.

The pitot and static pressure along the jet axis were varied up and down alternately influenced by the shock waves and expansion waves in the pseudo-shock wave. Both of the pitot and static pressure distributions normal to the flow axis had two or more peaks in the region of pseudo-shock, because of the existence of  $\lambda$  type or X type shock waves. After the region, static pressure became to have the value of the atmospheric pressure, and then the pitot pressure coincided with that of the ordinary incompressible circular free jet asymptotically.

The static pressure ratio across the pseudo-sheck wave was only 38 % of the theoretical value of the normal shock wave, and even the maximum peak pressure value measured in the front part of the pseudo-shock was not more than about 52 %.

### 1. 諸 言

超音速噴流は、噴流を発生するノズルの出口端静圧 が噴流下流側の背圧に比して高い場合、ちょうど等し い場合および低い場合に大別されそれぞれ不足膨張、 設計および過膨張超音速噴流とよばれる<sup>(1)</sup>。 このうち 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等 についてさかんに研究が行われている<sup>(a)</sup>が、過膨張超 音速噴流に関する研究はそう多くはないように思われ る。

過膨張超音速噴流は垂直衝撃波あるいは斜め衝撃波 の系を通して次第に亜音速噴流に減速するが、その模 様について従来は、圧縮性を考慮した非粘性一次元流 動の理論と衝撃波および膨張波の理論の組み合せによ って説明されているにすぎない。ところが実際の衝撃 波はノズル内に発達する境界層およびそれにつづく噴 流境界の剪断流層との干渉によって複雑な 様 相 を 呈 し、従来の理論では予測しえない流れとなることが予 想される。この現象について部分的な報告(a) や 推測(4) 等は散見され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。

著者は先に、管内流における衝撃波と境界層の干渉 問題すなわち擬似衝撃波の構造と挙動の問題に関して 一定の知見を得ている<sup>(6)</sup>が、本研究では噴流中におけ る衝撃波と剪断流層との干渉問題を明らかにすること を試みている。

本報告では設計マッハ数 2.0の 超 音 速噴流につい て、シュリーレン法による観察と種々の圧力測定によ って流れの模様を明らかにするとともに、とくにノズ ル出口端に垂直衝撃波が発生した状態の過膨張超音速 噴流について実験結果を報告する。

記号 本報告に使用した記号は以下の通りである。

D: ラバルノズルの出口直径

M:マッハ数

**P**<sub>0</sub>, **P**\*, **P**e, **P**a:集合胴圧力、ノズルロート部圧 力、ノズル出口端圧力、育圧(大気圧)

P, Pt:静圧、ピトー管全圧

P1, P2: 衝撃波の直前、直後の静圧

X, *x*=*X*/*D*: 軸方向の距離、その無次元距離 *γ*: 比熱比 *Cp*/*Cv* 

#### 2. 実験装置と実験の方法

図1に実験装置の概略を示す。高圧空気源には市販

の高圧ボンベ(130 kg/c#, 40 ℓ) に蓄えられた乾燥空 気を使用した。ボンベより調圧弁と銅管を通して流出 した空気は集合胴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気流へ加速さ 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。空気源の容量 を考慮してノズルはスロート部直径 3.0mm、出口直径 3 9mmの軸対称ノズルとした。設計マッハ数は2.0であ る。

実験は集合胴圧力を調圧弁によって調整し、ラバル ノズル前後の圧力比を種々変化させて行った。集合胴 圧力とラバルノズルスロート部の圧力はブルドン管 で、ノズル出口端の圧力は水銀マノメータで測定し た。噴流中の全圧は内径 0.4mmのピトー管、静圧は直 径5mmの円板の中心に 0.4mmの圧力孔を有するディス ク型静圧管によって検出し、計測はブルドン管あるい は水銀マノメータによって行った。

流れの場はシュリーレン法によって可視化され、マ グネシウム瞬間発光光源(露光時間約 10 µsec)によ



Fig. 1 Experimental arrangement



Fig. 2 D'Laval nozzle (Designed Mach number 2.0)

って写真撮影された。シュリーレン装置の視野は約400mmの大型である。

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撮影も 行われているが、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 集合胴圧力の変化による流れの状態変化

図3に集合胴圧力  $P_0$ を種々変化させた場合の、流 れの各点の圧力の計測結果を示す。横軸は  $P_0$  で、縦 軸はノズルスロート部圧力  $P^*$ ,出口端圧力Pe,背圧 Paをそれぞれ  $P_0$ で無次化した値および背圧と出口 端圧力の比 Pa/Peである。

図より  $P_0$  が約 1.5 ata において  $P^*/P_0$  は0.48 となり、以後  $P_0$ の増加に対してほぼ一定値となるこ とからノズルスロート 部 が 閉 塞していることがわか る。その値が理論値 0.528より小さいのは  $P^*$ の測定 点が実際の流れのスロート部よりやゝ下流側にあるこ



Fig. 3 Various pressure ratios varied with the plenum chamber pressure

とを示している。 $Pe/P_0$  は  $P_0$ =4.5 ata より一定値 となり、この点よりラバルノズル内の流れが完全に超 音速流へ始動したことを示している。 その際  $Pe/P_0$ の値より計算されるマッハ数は約1.9 で設計マッハ数 よりやゝ低いが、これはノズル内壁に発達した境界層 によって流れの実 効 断 面積が変化したためと思われ る。

次に、Pa/Pe は  $P_0$ =3.5 ata までゆるやかに上昇 し、その後  $P_0$ =4.5 ata の間で急上昇し極大値に達 している。これは後掲のシュリーレン写真からも明ら かなように、ノズル内に発生した擬似衝撃波がこの間 にノズル出口端を通過するためと考えられる。Pa/Peが極大値となる状態は  $Pe/P_0$  が一定値に達する状態 と一致しノズルがちょうど超音速流へ始動した状態と 一致しているが、非粘性一次元流の理論によればこれ はちょうどノズル出口に垂直衝撃波が発生した状態に 対応している。

極大値に達した後、Pa/Pe は  $P_0$ の増加とともに 指数関数的に減少するが、 $P_0=7.0$  ata においてちょ うど Pa/Pe = 1となり噴流は設計流れとなることを 示している。極大値を含めて Pa/Pe > 1の状態が過 膨張噴流で、Pa/Pe < 1の領域は不足膨張噴流であ る。

図4は、Poを種々に固定した場合の流れの状態変 化を示す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塞した状態の流れであり、非粘性 一次元流の理論によれば、図中の写真 (a)、(b)、(c)、 がノズル内に発生した垂直衝撃波後流の亜音速噴流、 (d)がノズル出口端にちょうど垂直衝撃波が発生した状 態、(d)を含めて(e)、(f)が過膨張噴流、(g)が設計噴流、 (h)、(i)が不足膨張噴流にそれぞれ対応している。とこ ろが写真(b)、(c)より明らかなように、従来亜音速噴流 と考えられている流れの中にもすでに強い 圧縮領域 (写真では黒く見える部分)が存在しいくつかの衝撃 波を形成していることがわかる。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、写真はその後端部を撮ったものと思われ る。図3で、Po=3.5~4.5 ata に見られた Pe の急 減少 (Pa/Pe の急上昇) が擬似衝撃波の通過によっ て誘起せられていることは自明であろう。

写真(d)は擬似衝撃波の全体がちょうどノズルを通過 した状態を示しているが、擬似衝撃波は噴流内に移行 した後にもなお管内流におけると同様にいくつかの圧 縮領域を伴っていることが観察される。写真(e)、(f)は



(a)  $P_0 = 2.0$  ata



(b)  $P_0 = 3.0$  ata

waxare the first of the second se

(c)  $P_0 = 4.0$  ata

(d)  $P_0 = 4.5$  ata



Fig. 4 Schlieren photographs of various state of the jet

4



Fig. 4 Schlieren photographs of various state of the jet (Continued)

従来の理論によれば、ノズル出口端に斜め衝撃波の発 生する流れであるが、写真(d)と比較しても大きな相異 はなく、擬似衝撃波を構成する圧縮領域相互間の間隔 が次第にひきのばされることを除いて、質的には同じ 現象として把握できるように思われる。なお写真(d)、 (e)、(f)とも擬似衝撃波の構造が下流側ほど流れの軸に 対し非対称となっており、いくつかの圧縮領域が流れ に直角方向に振動して強い音源となっていることが 噴流周辺に観察される円孤状の粗密波によって伺われ る。

次に写真(g)が設計流れであることはノズル出口部の 噴流境界が軸に平行で、その部分に観察される波も弱 いマッハ波であることから知ることができる。さらに 写真(h)、(i)は不足膨張噴流でノズル出口部分で噴流 境界は流れ方向に広がり、出口端に膨張波 (Prand tl-Mayer fan) が発生していることからわかる。たゞ し、写真(g)、(h)、(i)とも従来の特性曲線法で示される ような、噴流境界で膨張波と圧縮波が相互に反射をく り返す、ダイヤモンド型の波とはかなり異なる様相を 呈していることがわかる。これは一般的に超音流が亜 音速流へ減速される際には常に不連続を伴うことの表 われであり、特に設計流れにおいても下流側に強い圧 縮波が存在するのはそのためと考えられる。写真(i)よ り、噴流中心軸上の強い圧力変化のある領域や流れ方 向に次第にその巾が拡大してゆく渦領域、さらにその 周辺に、ほぼノズル出口端を音源とする強い音場等を 明瞭に観察することができる。

3.2 ノズル出口端に発生した擬似衝撃波の構造

次に図4の写真(d)で観察した擬似衝撃波の内部構造

Fig. 5 Pitot pressure distribution along the jet axis

についてより詳細な実験結果を報告する。

図5は  $P_0=4.52$  ata の状態で測定した噴流中心軸 上のピトー管全圧 Pt である。横軸にノズル出口端か らの無次元距離 X/D、縦軸に Pt と大気圧 Pa との 差をとりともに対数で表示してある。

図より、Pt はノズル出口端より管径の約5倍の距離の範囲で軸方向に増減をくり返し、その後は減少に転じ、X/D = 6 以降ではほぼ直線的に減少することがわかる。同図と図4(d)を比較すれば、Ptの増減は援似衝撃波内部の圧縮領域および膨張領域にそれぞれ対応していることがわかる。また擬似衝撃波下流側の直線的な Ptの減少は、その勾配が-2であることから、噴流は非圧縮性軸対称噴流の相似解(6)

 $(Pt - Pa) = \frac{1}{2} \rho u^2 \propto x^{-2}$  (1)

に次第に一致してゆくと判断される。

図6に、ディスク型ピトー管によって測定した噴流 中心軸上の静圧分布を示す。

図より噴流中の静圧は全圧と同様に流れ方向に激し い増減をくり返していることがわかる。 x=0 の近 傍で観察される最大値 Pmax=1.38 ata は擬似衝撃 波の先頭の衝撃波による圧力上昇を示しており、以下 第2、第3の衝撃波に対応して第2、第3の圧力上昇



Fig. 6 Static pressure distribution along the jet axis

を観察することができる。増減の振巾は下流側ほど次 第に減衰し、全圧の場合と同様 X/D=5 の距離で急 激な増減は終了し、以後はなだらかな変化に転じ、 極大値と極小値をさらに一度づつ経過したのち、背圧 Pa に漸近してゆく。

擬似衝撃波の内部で中心軸上の静圧が流れ方向に増 減することは管路内の擬似衝撃波の場合と同様である が、管路内の場合は個々の圧力上昇の極大値が擬似衝 撃波後流の圧力を越えることは決してない<sup>(7)</sup>のに対し て、噴流中の擬似衝撃波においては、図6に見るよう に、すべての極大値が背圧以上になることが大きく異 っている。この相異点の原因が、管内流における固体 壁境界が噴流においては自由境界(等圧境界)におき かえられた点にあることは容易に推察される。

そこで次に、これらの圧力上昇を従来の非粘性理論 と比較してみる。この場合ノズルの出口端静圧は0.63 ata であったので、衝撃波直前のマッハ数は *M*<sub>1</sub>

$$M_{1} = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}} \left\{ \left( \frac{P_{0}}{P_{1}} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right\}^{\frac{1}{2}}$$
(2)  
= 1.94

となり、垂直衝撃波直後の静圧の理論値  $P_2 th$  は

$$P_{2} th = P_{1} \left\{ 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_{1}^{2} - 1) \right\}$$
(3)  
=2.65

となる。 $P_2$  th と比較すべき実験値としては背圧 Pa あるいは擬似衝撃波先端の最初の衝撃波による圧力上 昇 Pmax が考えられるが、それぞれ

$$P_{2} ex / P_{2} th = Pa / P_{2} th = 0.38$$
  
r  $P_{2} ex / P_{2} th = Pmax / P_{2} th = 0.52$  (4)

となり、この場合、ノズル出口端に発生した擬似衝撃 波による全体の圧力上昇は理論値のわずかに38%、局 所的な圧力上昇に注目しても52%にすぎないことがわ かる。これは管内流の擬似衝撃波が $M_1$ =1.9 の場合 約75%になることと比較してもかなり小さい。

図7は流じ流れで、ピトー管を流れに直角方向にト ラバースすることによって得た全圧の半径方向分布で ある。

図より X/D が4以下の距離における全圧分布は中 心軸上で極小値を有することがわかる。これは擬似衝 撃波を構成する衝撃波が λ 形あるいはX 形の形状をし ているために、衝撃波の中心部分を通る流れの全圧損 失が周辺部分のそれよりも大きいことによっている。



Fig. 7 Pitot pressure distributions normal to the jet axis

とくにノズルの出口直後の分布においては全圧の極大 値が噴流境界のごく近傍に存在しており、この部分に 観察される弱い斜め衝撃波による全圧損失が最も少な いことを示している。*XID* が5以上の全圧分布は中 心部に最大値を有し、通常の非圧縮性の互いに相似な 軸対称噴流の形状を示しており、図5で観察された結 果と良く一致している。

図8は同じ流れの半径方向静圧分布である。図より、静圧分布も全圧分布と同様に半径方向にいくつか

の極値を有することがわかるが、この場合、X=2.3、 8 および12mm等いくつかの測定点においては噴流内部 の静圧が境界の圧力 Paより著るしく小さくなること が特徴的であり、とくに中心部の静圧の変動がはげし い。これは擬似衝撃波内部の衝撃波や膨張波によって 全圧よりも静圧の方がより大きな影響を受けるためと 考えられる。これらの半径方向静圧分布は流れ方向に 増減をくり返しながら次第にその巾を拡大しつつ減衰 して、ついには背圧 Paに一致することがわかった。



Fig. 8 Static pressure distributions normal to the jet axis

#### 4. 結 語

本研究によって以下の諸点が明らかになった。

(1) 設計マッハ数 2.0の軸対称ノズルより大気中へ 流出する超音速噴流についてシュリーレン写真撮影お よび圧力計測による観察を行ったところ、ラバルノズ ル内に発生した衝撃波はすでに壁面境界層と干渉する ことにより、擬似衝撃波となっている。

(2) 従来ノズル出口端に垂直衝撃波あるいは斜め衝撃波が発生していると理解されてきた過膨張超音速噴流は、むしろノズル出口端に擬似衝撃波が発生した状態と理解する方が妥当である。

(3) ノズル出口端にちょうど擬似衝撃波が発生した 状態の擬似衝撃波は、ノズル出口径の5倍程度の長さ を有しており、その内部では全圧、静圧とも軸方向に はげしい増減をくり返す。

(4) その際、擬似衝撃波による静圧の上昇値は、非 粘性一次元流の理論値に較べ38%にすぎず、擬似衝撃 波先端部における圧力上昇の最大値をとっても52%程 度である。

(5) 全圧および静圧の半径方向分布は、擬似衝撃波 内部の衝撃波および膨張波の影響を受けて、半径方向 にいくつかの極値を有する形状を示す。

(6) 擬似衝撃波の下流側では、全圧、静圧ともにな だらかに背圧に漸近し、全圧の軸方向勾配は非圧縮性 噴流の相似解と良く一致する。 以上、本実験によってすでに興味ある事実が明らか になったが、今後は大型の空気圧縮機を使用し、種々 のマッハ数のラバルノズルについて系統的な実験を行 い、特に噴流中の擬似衝撃波の構造と挙動について、 より詳細な検討を進める予定である。

本実験の遂行には新里寛英、宮城富夫、安田敏夫の 諸君および機械工作工場の方々に熱心な御協力をいた だいた。記して謝意を表明する。また本研究は昭和49 年および50年度の文部省科学研究費奨励研究Aの補助 を受けた。

#### 参考文献

- 1. Liepmann, H. W. and Roshko, A., Elements of Gasdynamics, (1958), John Wily & Sons, 124.
- たとえば Hammitt, A. G., J. Aerospace Sciences, 28-9 (1961), 673.
- Stodola, A., Steam and Gas Turbines, (194 5), Peter Smith, New York.
- 社他2名,機械学会論文集,37-294(昭46-2), 383.
- 5. 永井, 琉大理工学部紀要工学編, 第9号(昭50-3), 29.
- Schlichting, H., Boundary Layer Theory, (1962), Mc Grawhill, 590.
- 7· 玉木他2名, 機械学会論文集, 35-273 (III44), 1028.