

変形おさ補助ノズル方式エアジェットルームにおける流れ特性

(第2報) メインノズルからの高速噴流とよこ糸牽引力の測定

旭化成工業繊維加工研究所 石 田 稔* (会員)
 金沢大学工学部 岡 島 厚**

Flow Characteristics of an Air Jet Loom with a Modified Reed and Auxiliary Nozzles Part 2: Measurements of a High Speed Jet Flow from a Main Nozzle and a Weft Traction Force

Minoru Ishida*, Atsushi Okajima**

**Textile Research Laboratory, Ashahi Chemical Industry Co., Ltd., Oshaka*

***Faculty of Technology, Kanazawa University, Kanazawa, Ishakawa*

Abstract

In this research, the jet-flow characteristics under the tank pressures of 2~6kgf/cm² were studied to improve the performance of weft insertion in an air jet loom with a modified reed and auxiliary nozzles. In this case, air-discharge speeds exceed the velocity of sound at higher tank pressures. Furthermore, wefts were actually inserted in the nozzle, and weft traction forces were measured.

As the results, the following new facts have been found:

- (1) The axial changes of the nozzle jet speed and jet diameter below the tank pressure at which choking arises at the exit of the acceleration tube are largely different from those above that tank pressure.
- (2) The choking arises within the upstream region in the acceleration tube (Mach number=1) and the Mach number at the tube exit exceeds 1.
- (3) When the Mach number exceeds 1 at the exit of the acceleration tube, expansion waves occur owing to underexpansion, and the oscillation of compression and expansion waves can be observed in the downstream region.
- (4) The weft traction force F which represents the weft-flying property in a nozzle increases in proportion to the tank pressure P_r , but when the flow is choking at the exit of the acceleration tube, the traction force F becomes nearly constant even at higher tank pressures, thus the efficiency of weft insertion becomes reduced.

(Received February 22, 1992)

(Accepted for Publication September 4, 1992)

摘 要

本研究では、変形おさ補助ノズル方式 AJL のよこ入れ性能を向上させる基礎的研究として、タンク圧 $P_r=2\sim 6\text{kgf/cm}^2$ でノズル吐出速度が音速を含む高速ノズル噴流の空気流動特性を明らかにした。さらに、実際にノズル内によこ糸を入れよこ糸牽引力を測定した。

その結果、以下のことが明らかになった。

- (1) ノズル噴流速度や噴流径の変化は、加速管出口で流れがチョークするタンク圧の条件を境にして、大きく異なる。
- (2) 加流管でチョークする (マッハ数=1) 位置は、管出口より上流にあり、管出口ではマッハ数=1 を越える。
- (3) 加速管出口でマッハ数=1 を越える場合は不足膨張のため膨張波が発生し、下流域に圧縮波と膨張波の振動が生じる。

(4) ノズルのよこ糸飛走性を代表する特性値となるよこ糸牽引力 F は、タンク圧 P_T に比例して増大するが、加速管出口がチョークするとあまり増加せず、それ以上タンク圧を上昇させてもよこ糸搬送効率が低下するだけである。

(平成4年2月22日受理)
(平成4年9月4日審査終了)

1. 緒言

変形おさ補助ノズル方式エアジェットルーム（以下 AJL）では、よこ糸の飛走力はメインノズルやサブノズルの空気流動特性に依存する。そのため、メインノズルやサブノズルの仕様と空気圧力条件の適正化は、製織効率を向上させる上で極めて重要である。

変形おさ補助ノズル方式 AJL に関する研究には、文献 (1) (2) 以外に、メインノズルやサブノズルのよこ糸飛走性に及ぼす影響について系統的に研究したものは比較的少ない。

本研究はこれらノズルの機能を明確にし、変形おさ補助ノズル方式 AJL における高速化、広幅化、省エネルギー化技術を容易に達成するための基礎資料を提供することを目的とする。

前報³⁾では、メインノズル内の流れを一次元圧縮性断熱流れとして解析し、ノズル管内の壁面静圧の測定値から空気タンク圧力や加速管長と管内の空気流動特性の関係を検討した。その結果、AJL 用の環状ノズルでは、管内のニードル先端部と加速管出口部の2か所にスロート部が存在し、空気タンク圧力によってこれら二つのスロート部の臨界状態が定まり、流れの様相が特徴づけられることが明らかになった。本報では、引き続き、空気タンク圧力を変えたときのノズル噴流の流動特性について、ノズル吐出速度が音速以上の場合も含め実験的に検討し、さらにノズル吐出速度が音速以上の場合のよこ糸牽引力についても測定したので報告する。

2. 記号

本報で用いる記号をまとめて示す。

b : 噴流直径

$b_{1/2}$: 噴流半直径（噴流断面における流速が最高流速の1/2になる位置での噴流径）

d : ニードル外径

D : 加速管内径

F : 噴流によるよこ糸牽引力

k : 比熱比（空気 $k=1.4$ ）

L : 加速管長

M : マッハ数

P_0 : よどみ点圧

[注: すべての圧力は絶対圧表示]

P_{OX} : 座標 X での局所全圧

P_N : ノズルニードル後方からの吸引力

P_T : 空気タンク圧

P_t : 流れの全圧

P_s : 流れの静圧

p : 空気密度の変化のピッチ

m : 噴流の質量流量

V : 噴流軸方向の空気流速

V_{MAX} : 噴流軸方向の最高流速

X, Y, Z : 加速管出口からの X, Y, Z 座標軸

X_C : ポテンシャルコアの長さ

X_L : 膨張・圧縮波の発生限界距離

<添え字について>

BE : 加速管出口直前

$EXIT$: 加速管出口

3. 実験装置と測定方法

3.1 メインノズル

本実験で用いたメインノズルは第1報と同一で図1(a)に示す。ノズルの各部の主な寸法はニードル先端部外径1.9mm、内径1.5mm、加速管内径3.0mmである。

加速管については、同様に、第1報で使用した長さ $L=110\text{mm}$ のものを用いた。ただし、本報では、加速管出口近傍の静圧分布を詳細に測定するため、加速管先端部の10mmについては、図1(b)に示すように静圧孔をピッチ0.5mmで加速管円周方向に90°ずつずらせて設けてある。

3.2 空気流速、流量の測定方法

第1報と同様ノズルを織機のスレイ台に固定して座標軸を図2のように定め、定常なノズル噴流の流れ特性を測定した。

流速の測定については、流れが亜音速の場合には、図3(a)に寸法形状を示すピトー管を用い、また、流速が音速を越える場合には、低速用ピトー管では

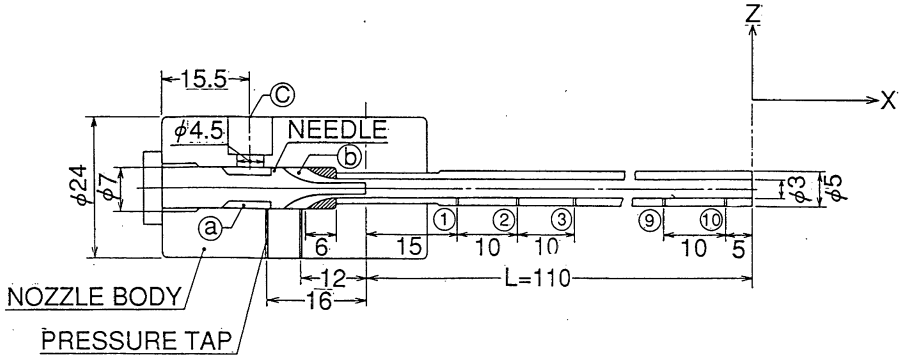


図1(a) メインノズルの形状、寸法並びに測定座標軸 (L=110mm)

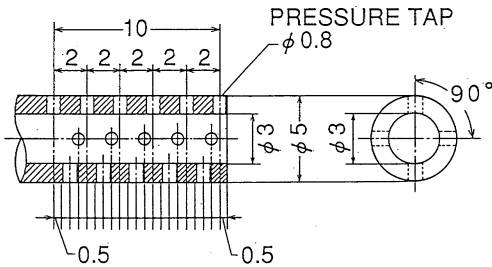


図1(b) 加速管先端における静圧孔の配置

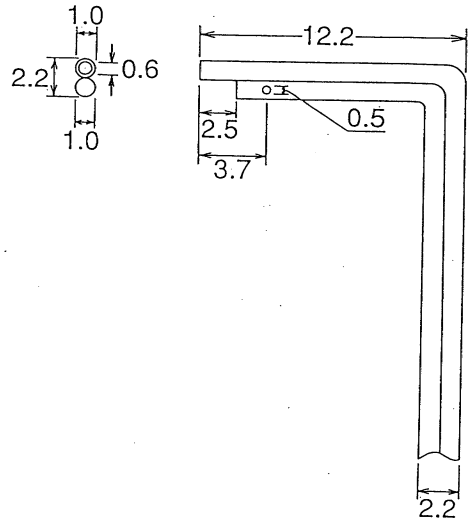


図3(a) ピトー静圧管 (低速用)

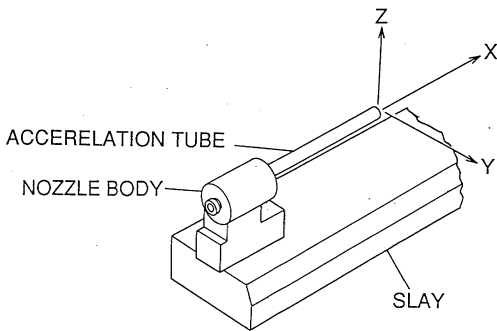


図2 測定座標軸

その前面に強い衝撃波が発生してピトー管の圧力が流れの全圧より低い値を示す⁴⁾ことから、図3(b)に示すような先端を直角に切り落としたピトー管を用いた。この場合、ピトー管前面の衝撃波を垂直衝撃波として(1)式から全圧を算出した。

また、ノズル管外流の各噴流断面の空気流量はその位置の空気流速を積分して求めた。

$$\frac{P_i}{P'_i} = \left[1 + \frac{2k}{k+1} (M^2 - 1) \right]^{\frac{1}{k-1}} \left[\frac{(k+1)M^2}{(k-1)M^2 + 2} \right]^{\frac{-k}{k-1}} \dots \dots (1)$$

(k=1.4)

P_i 流れの全圧

P'_i ピトー管圧力

さらに、シュリーレン装置 (溝尻工学研究所 SLC-100型) を用いてノズル噴流の写真撮影を行い、流れの可視化による解析も行った。

3.3 ノズルのよこ糸牽引力

図4に示す方法でセルロース長繊維 (旭化成ベンベルグ 75d/45f) を用いてメインノズルからの噴流によるよこ糸牽引力 F を測定した。

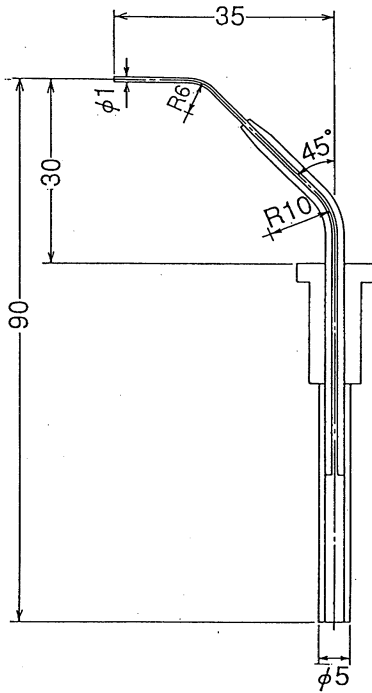


図3(b) ピトー静圧管 (高速用)

4. 加速管からの高速流れ特性

4.1 噴流のX方向の流速の変化

空気タンク圧 P_T を $2 \sim 6 \text{ kgf/cm}^2$ に変化させた場合のノズル噴流の中心軸流速 V_x の分布を図5に示す。

図より、ノズル出口近傍の分布は、空気タンク圧 $P_T = 4 \text{ kgf/cm}^2$ を境にして異なる。

すなわち、 $P_T = 4 \text{ kgf/cm}^2$ 以下では、ノズル出口の流れは、出口近傍に速度一定領域を持ち、その長さ X_c は空気タンク圧 $P_T = 2 \sim 4 \text{ kgf/cm}^2$ のいずれについても約 20 mm ($X = 6D$) となり一定値を示す。一方、タンク圧 $P_T = 5 \text{ kgf/cm}^2$ 以上になると、出口流速は音速を越え、 X 軸に沿って V_x は上下に変化する。その変化の大きさはタンク圧 P_T が高く、出口流速が速くなるほど大きい。なお、 V_x が変動する領域の長さは、前述の速度一定領域長さと同程度である。

つぎに、 $X = 20 \text{ mm}$ より下流域の流れについて述べる。図より、いずれの空気タンク圧 P_T でも、軸流速 V_x はノズルから遠ざかるにつれ2次曲線的に大きく減少するが、タンク圧 $P_T = 5, 6 \text{ kgf/cm}^2$ では、それより小さい圧力に比べより大きな流速勾配で減少する。

さらに、軸流速 V_x をノズル出口の流速 V_{EXIT} で、

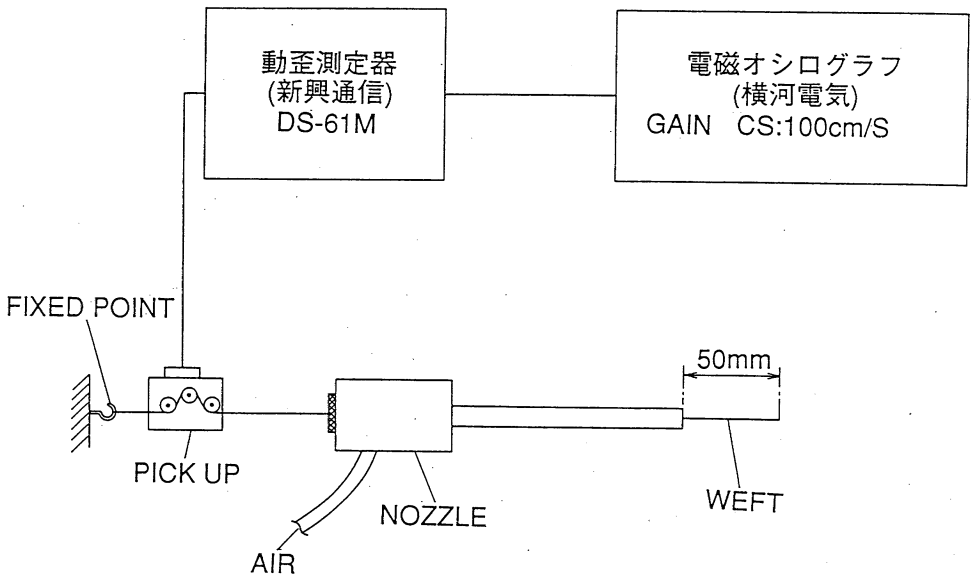


図4 よこ糸牽引力の測定方法

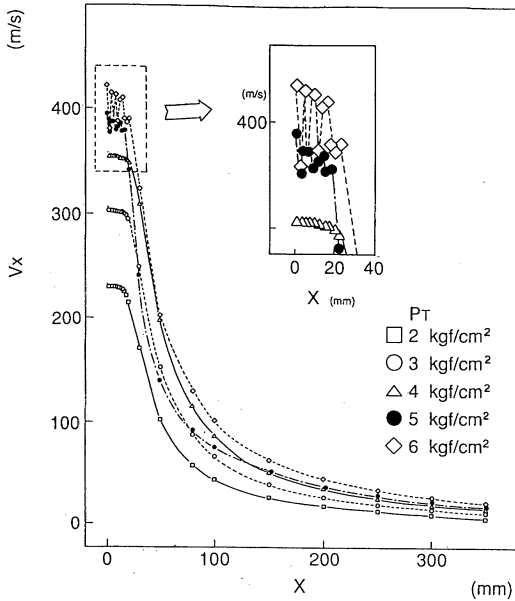


図5 ノズルからの距離と流速

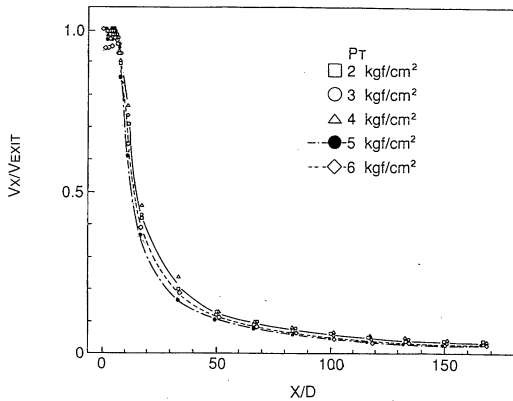


図6 X方向の無次元流速分布

またノズル出口からの距離 X をノズル口径 D で無次元化して図6に示す。図より、 X 軸方向の無次元流速 (V_x/V_{EXIT}) の分布は、空気タンク圧 $P_T=4\text{kgf/cm}^2$ 以下では、概略一つの曲線上にプロットされるが、 $P_T=5, 6\text{kgf/cm}^2$ では異なった曲線上にある。

つぎに、空気タンク圧 P_T に対する軸流速 V_x の変化を図7に示す。図より流速 V_x は、空気タンク圧 $P_T=4\text{kgf/cm}^2$ 以下では、いずれの距離 X においても P_T の上昇に伴い大きくなるが、 P_T が 4kgf/cm^2 を越えると、 $X=20\text{mm}$ の下流域で、 P_T の上昇に伴って逆に急激に低下する。その後、一定値を示し、 $P_T=6\text{kgf/cm}^2$ 付近になると再び大きくなる。この

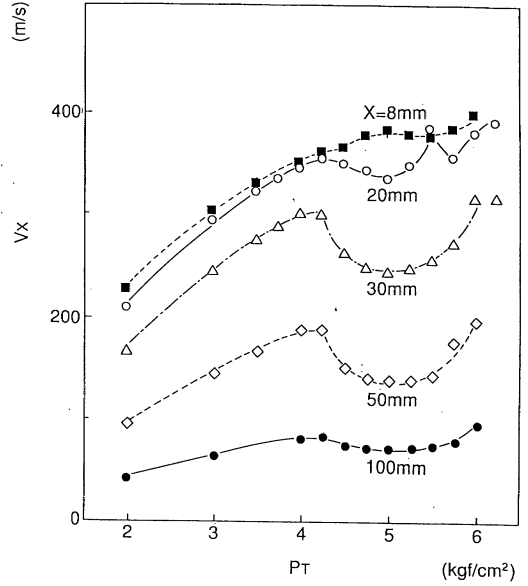


図7 空気タンク圧と流速

現象については第5章で考察する。

4.2 噴流のY方向の流速の変化

タンク圧 $P_T=4$ と 6kgf/cm^2 の噴流について、ノズルからの距離 $X=20\text{mm}$ までの各位置における Y 方向の流速分布を図8(a)(b)に示す。図8(a)より、タンク圧 $P_T=4\text{kgf/cm}^2$ の条件では、噴流の速度分布形状はノズル出口直後ではやや矩形に近い。これは噴流の中心部に半径方向で速度一定なポテンシャルコア領域を持つためである。ノズルから遠ざかるに従いポテンシャルコアの速度一定領域が逐次小さくなり、その一方で、噴流の裾野がわずかずつ拡大していく。これは、ポテンシャルコアの両側に存在するせん断層が、ノズルから遠ざかるにつれ噴流内部に浸透するとともに、噴流外側の静止流体にも拡がっていくためである。このため、噴流の速度分布形状は下流に行くに従い円錐状に近づく。 $X=20\text{mm}$ になると噴流と周囲の流体との運動量交換の影響が噴流の中心軸まで進むためポテンシャルコア領域は消失し、噴流全体の形は完全な円錐状になる。

一方、タンク圧 $P_T=6\text{kgf/cm}^2$ の場合は、図8(b)に示すように、ノズル出口直後の噴流の形状は、 $P_T=4\text{kgf/cm}^2$ の場合に比べより矩形に近い。これは、噴流の中心に、垂音速流におけるポテンシャルコア領域のようなものが存在し、ノズル出口直後で噴流

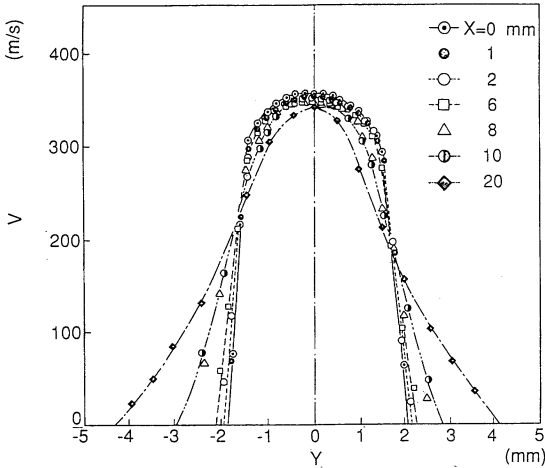


図8(a) Y軸方向の流速分布
($0 \leq X \leq 20\text{mm}$, $P_T = 4\text{kgf/cm}^2$)

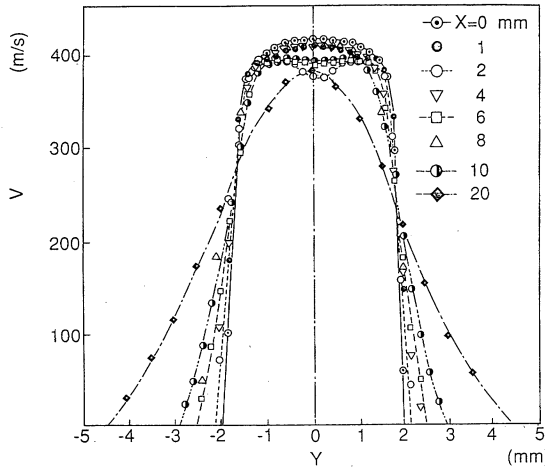


図8(b) Y軸方向の流速分布
($0 \leq X \leq 20\text{mm}$, $P_T = 6\text{kgf/cm}^2$)

半径方向により大きな流速一定部分を持つからである。ただし、この半径方向の速度一定部分は、垂直流速と異なり、特に、その中心部の流速が、X軸方向で一定とならず、図5中の拡大図に示したように下流20mmの間は変動する。すなわち、噴流の中心部流速は、ノズル出口直後ではノズルから遠ざかるにつれて逐次低下し、噴流の周辺部流速よりも低くなって、いったん最小値を示すが、その後は、下流に進むにつれて再び上昇する。そして、周辺部流速より高くなって最大値を示す。さらに下流に進むと再び低下する。このように噴流の中心部流速はその周辺部の流速に比べて低下と上昇を繰返しX軸に沿って変動する。なお、その変動幅はノズルから遠

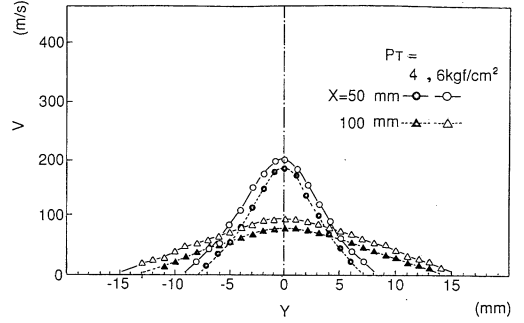


図9 Y軸方向の流速分布
($X > 20\text{mm}$, $P_T = 4, 6\text{kgf/cm}^2$)

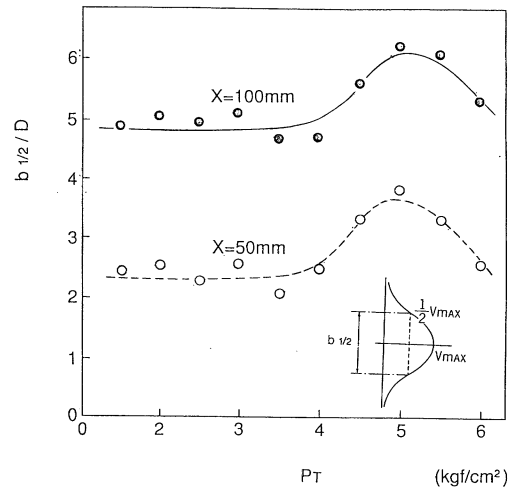


図10 空気タンク圧と無次元噴流半値径

ざかるにつれて小さくなり、距離 $X = 20\text{mm}$ 付近になる変動は消滅する。

次に、ノズルからさらに下流域の距離 $X = 50\text{mm}$ と 100mm におけるタンク圧 $P_T = 4\text{kgf/cm}^2$ と 6kgf/cm^2 の噴流分布を図9に示す。図より、同一位置における流速は空気タンク圧 $P_T = 6\text{kgf/cm}^2$ の場合が一樣に大きく、噴流径も大きくなるのがわかる。

そこで、タンク圧 $P_T = 2 \sim 6\text{kgf/cm}^2$ の噴流について噴流半値径 $b_{1/2}$ を求め、無次元化して $(b_{1/2}/D)$ 図10に示す。図より、噴流半値径 $b_{1/2}$ は空気タンク圧 $P_T \leq 4\text{kgf/cm}^2$ では、ノズルからの距離 X が同一であればタンク圧 P_T に依存せずほぼ一定値を示すが、 $P_T > 4\text{kgf/cm}^2$ になると、タンク圧 P_T の上昇とともに大きくなり、 $P_T = 5\text{kgf/cm}^2$ 付近で最大値を示した後、タンク圧 P_T の上昇とともに逆に小さく

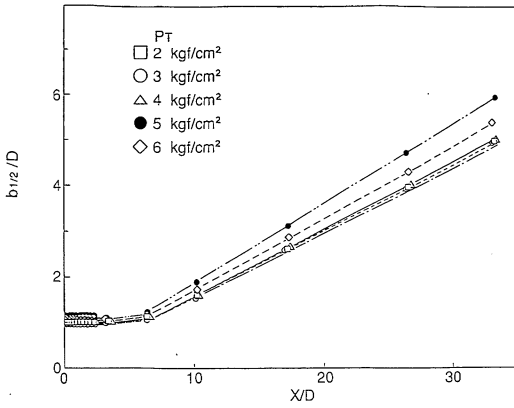


図11 ノズルからの無次元距離と無次元噴流半直径

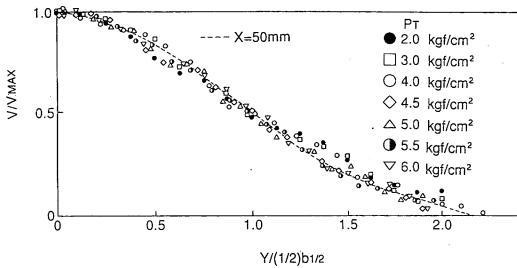


図12 Y軸方向の無次元流速分布 (X=100mm)

なる。

そこで、噴流半直径 $b_{1/2}$ のノズルからの距離 X に対する変化を、空気タンク圧 P_T をパラメータにして図11に示す。図より、噴流半直径 $b_{1/2}$ は、ノズル出口近傍の距離 $X < 6D$ ($X < 約 20mm$) においては、 X 方向であまり変化せず、また、本実験の範囲内では、ノズルからの距離 X が同一であれば、タンク圧に関係なくほぼ同一の値を示す。ノズルからの距離が $X = 6D$ ($X = 20mm$) を過ぎると、噴流半直径はいずれのタンク圧 P_T でも X 方向に沿って直線的に増大する。そのうち、 $P_T \leq 4kgf/cm^2$ の場合は、タンク圧力にかかわらず同一の直線上にあるが、 $P_T \geq 5kgf/cm^2$ の場合は、 $P_T \leq 4kgf/cm^2$ の場合に比べて半直径が大きく、かつ、増加率も圧力 P_T の値によって異なる。このような傾向は、文献 (5) の場合と同様である。

次に、ノズルからの距離 $X = 50mm$ ($X/D = 16.6$) および $100mm$ (33.3) における流速の Y 方向分布の相似性について図12に示す。図は空気タンク圧 $P_T = 2 \sim 6kgf/cm^2$ について、流速 V を噴流断面の最高流速 V_{MAX} で、また、中心軸からの距離 Y を噴

流半直径 $b_{1/2}$ の $1/2$ で無次元化してある。なお、図中、 $X = 100mm$ については、データをプロットして示すが、 $X = 50mm$ については、結果だけを破線で示す。図より、 $X = 50mm$ および $100mm$ などの噴流径が大きくなった下流域においては、いずれのタンク圧 P_T についても、流速の Y 方向の分布形状は相似性を保つことが分かる。

4.3 噴流の質量流量

ノズルからの距離 $X = 50, 100mm$ における流速分布の積分から噴流の質量流量 m (kg/s) を求め図13に示す。

図より噴流の質量流量 m は、空気タンク圧 $P_T \leq 4kgf/cm^2$ では、いずれの距離 X においてもタンク圧 P_T の上昇に伴いほぼ直線的に増加する。しかし、タンク圧 $P_T > 4kgf/cm^2$ になると、質量流量 m は P_T の上昇に従って急激に増加して、 $5kgf/cm^2$ 付近で最大値を示した後、 P_T の上昇に伴って減少する。このタンク圧 $P_T > 4kgf/cm^2$ での噴流流量の変化は、前項の図10に示した噴流径の変化と対応があり、噴流径が大きくと拡散しやすい条件ほど流量が増加している。

次に、空気タンク圧 P_T がノズルのニードル後部からの吸引圧 P_N に及ぼす影響について、図14に示すが、図より、吸引圧 P_N は空気タンク圧力 P_T の上昇とともに大きくなり、 $3kgf/cm^2$ で最大値を示した以後は、逆に減少し $P_T = 5kgf/cm^2$ 以上になると正圧に転じる。このことから、空気タンク圧が5

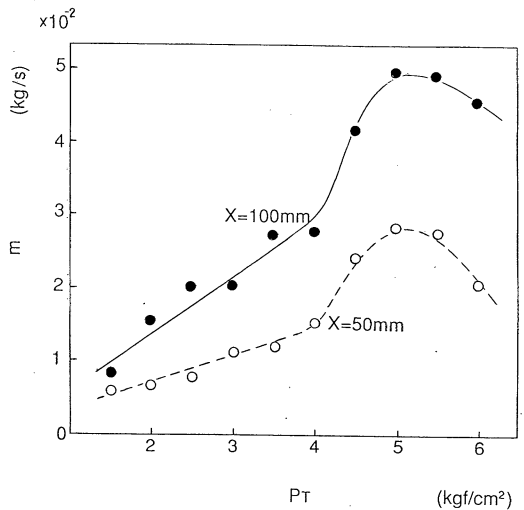


図13 空気タンク圧と空気流量

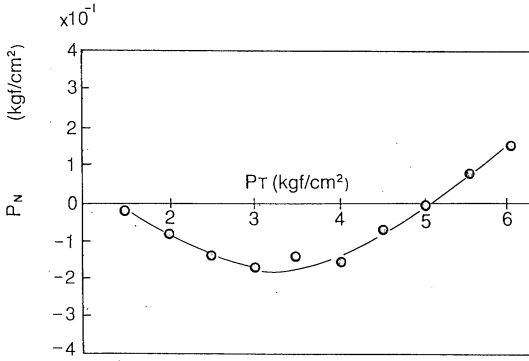


図14 空気タンク圧とニードル後端からの吸引力

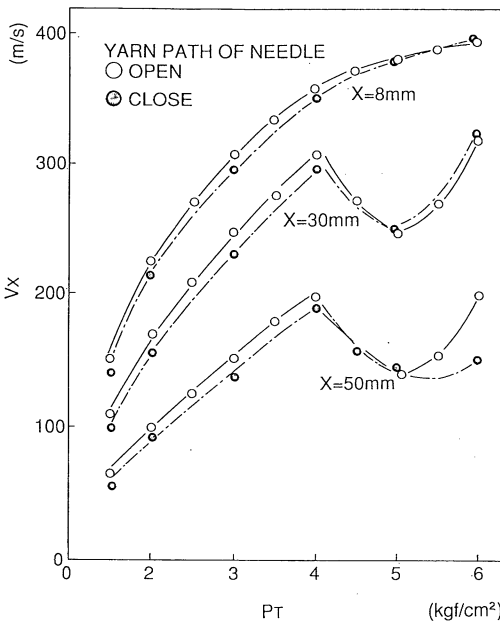


図15 ニードル後端吸引流に有無による流速差

kgf/cm²以下ではニードル後部から空気が流入していることが分かる。

さらに、図15にはニードル吸引流のノズル管外流速に及ぼす影響を示す。図より、ニードル吸引圧が負となる空気タンク圧 $P_T \leq 5 \text{ kgf/cm}^2$ では、流速 V_x は、導糸管開放時の方が閉止時より4~8%程度速くなり、吸引流が管外流速に直接影響していることが分かる。ただし、今回の実験で得られた空気タンク圧 $P_T > 4 \text{ kgf/cm}^2$ における管外流速の低下現象は、ニードル開閉時いずれも認められることから、吸引流はこの現象には直接関与していないといえる。低下原因については、次章で述べる。

5. 加速管出口直後の噴流の振動現象

5.1 X方向の全圧変化

図5に示したように、噴流の中心軸上の流速は空気タンク圧 $P_T > 4 \text{ kgf/cm}^2$ になると加速管出口直後の領域でX方向に沿って変動する。そこでこの現象を詳しく調べるために、図16に、噴流の中心軸上の全圧 P_t の変化を示す。なお、この全圧 P_t には、出口流速がマッハ $M=1$ を越えるタンク圧条件ではピトー管の先端での衝撃波発生による全圧損失も含んでいる。

図より、全圧 P_t は空気タンク圧 $P_T > 4.0 \text{ kgf/cm}^2$ になるとX方向に沿って変動し始める。その変動パターンは、いずれのタンク圧 P_T でもよく類似しており、ノズル出口で急激に減少して最小値を示し、以降、増大、減少を繰返す。変動幅と変動ピッチはともに空気タンク圧 P_T が高くなるほど大きくなる。このような全圧変動が生ずる領域の長さは空気タンク圧 P_T によって大きくは変化せず $X=6D$ 程度である。

5.2 シュリーレン写真

ノズル出口近傍の流れをシュリーレン写真で可視化して解析する。図17はナイフエッジをX軸に平行に設定して、Z軸方向の空気密度分布を表すシュ

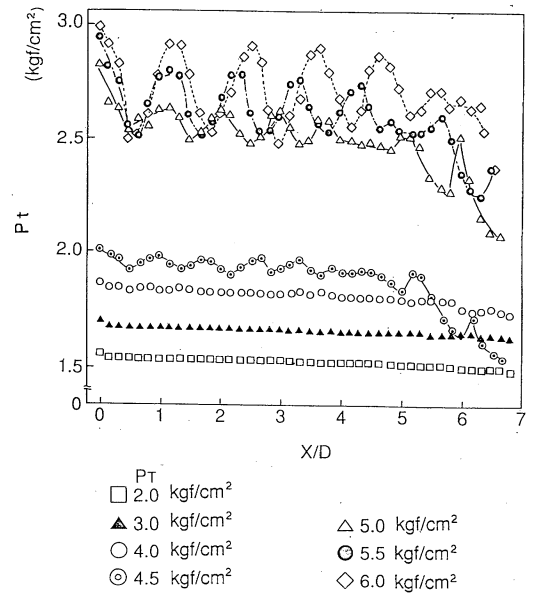


図16 ノズルからの無次元距離と全圧変動

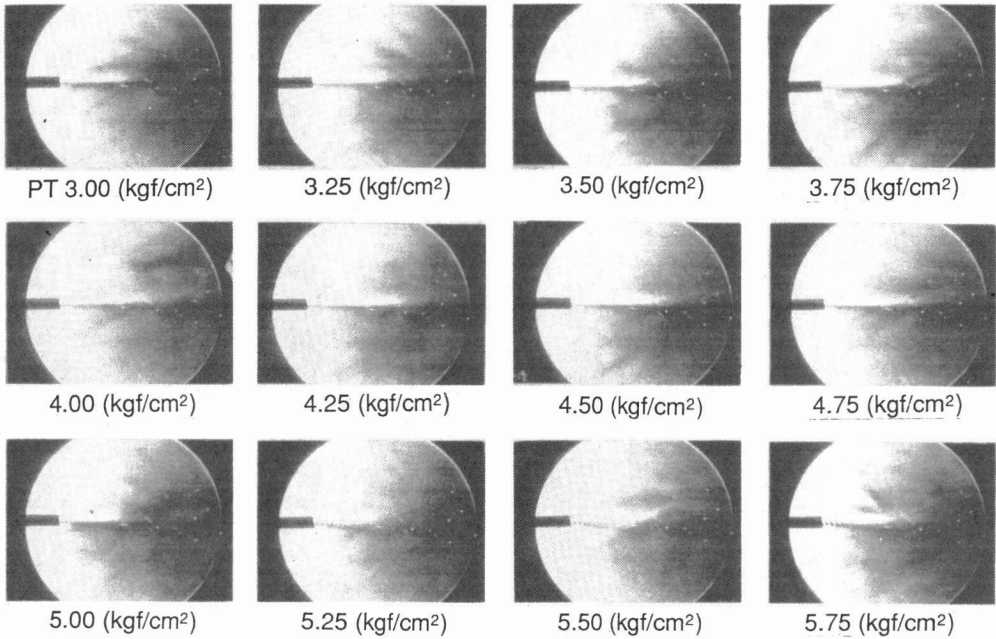


図17 シュリーレン写真による管外流の可視化 ($L=110\text{mm}$) (ナイフエッジ: X 軸に平行)

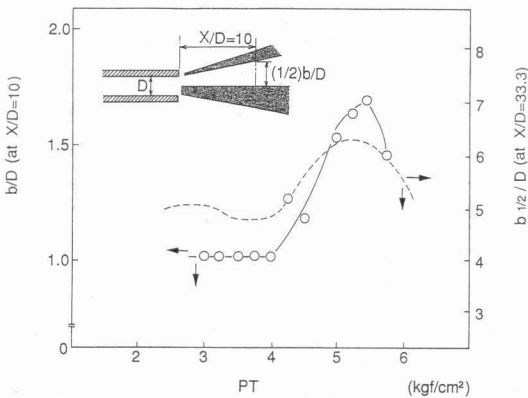


図18 流れの可視化による空気タンク圧と無次元噴流径

シュリーレン写真を示す。写真より、ノズルからの噴流径は空気タンク圧 P_T の大きさによって変化していることが確認できる。図18はシュリーレン拡大写真(4倍)をもとに、ノズルからの距離 $X=10D$ における噴流径を、図中の模式図に示すように写真の濃淡境界部から測定し、それを無次元化 (b/D) してタンク圧 P_T との関係で示したものである。図より、噴流径は空気タンク圧 $P_T=4.0\text{kgf/cm}^2$ まではほぼ一定であるが、 $P_T>4.0\text{kgf/cm}^2$ になると P_T の増加とともに増加し、 $P_T=5.5\text{kgf/cm}^2$ 付近で最大値を

示したあと減少する。図18に示す点線は、前述の図10のピトー管による噴流径の測定結果であるが、可視化による測定結果とほぼ対応する。

同じくシュリーレン法において、ナイフエッジを Z 軸に平行に設定して X 軸方向の空気密度分布を表すシュリーレン写真を図19に示す。

写真より、 $P_T \leq 4.0\text{kgf/cm}^2$ では、ノズル出口から $X=20\text{mm}$ までの範囲に流れの様な領域がみられるが、 $P_T > 4.0\text{kgf/cm}^2$ になるとノズル出口近傍に濃淡の細い筋が認められ空気密度が X 軸方向で変化していることがわかる。この空気密度変化のピッチはタンク圧 P_T の上昇に伴い大きくなる。

そこで、シュリーレン写真から求められる空気密度変化のピッチ (p/D) と発生限界距離 (X_L/D) を、図16の全圧 P_0 の測定から得られた結果と比較して図20に示す。図より、両測定によるピッチ p は、ともにタンク圧 P_T の上昇に伴い大きくなり、定量的にもよく一致する。一方、発生する限界距離 X_L については、空気タンク圧 P_T の変化にもかかわらず両者はほぼ一定値を示し、その傾向はよく一致している。

以上の結果から、空気タンク圧 $P_T > 4.0\text{kgf/cm}^2$ でシュリーレン写真にみられる空気密度の変化は、ノズル出口に膨張波が発生し、それが自由噴流境界

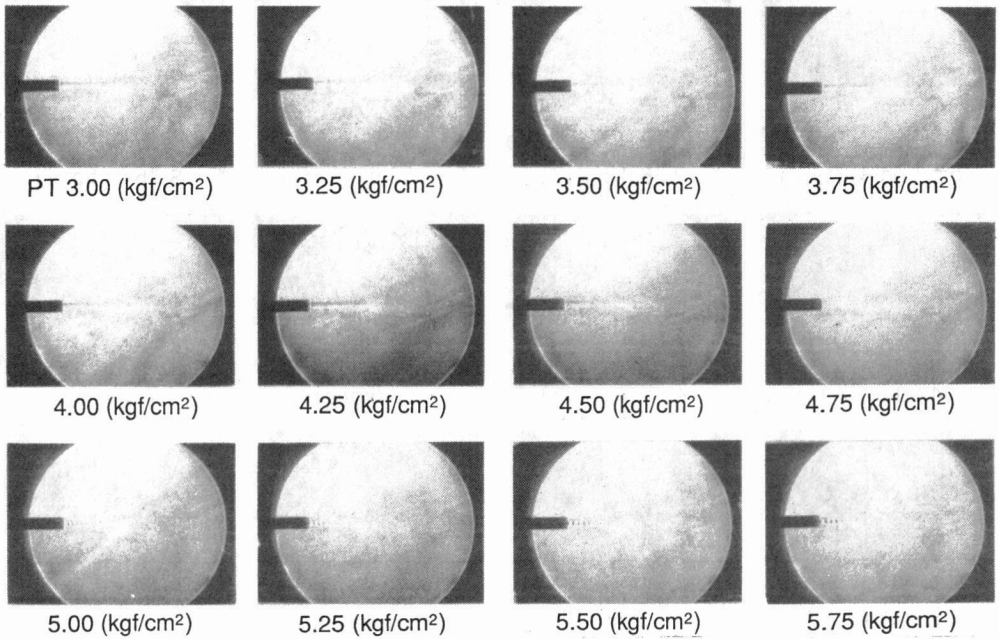


図19 シュリーレン写真による管外流の可視化 (L=110mm) (ナイフエッジ: Z軸に平行)

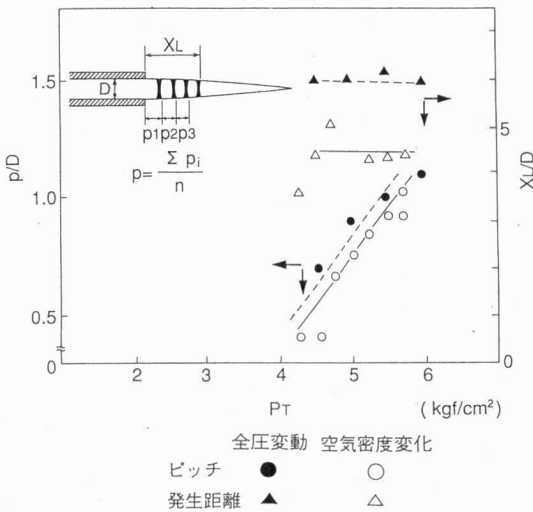


図20 全圧変動と空気密度変化についてのピッチと発生距離の比較

面で圧縮波として反射され、以後膨張波・圧縮波が交互に現れる現象を示すものと考えられる。

5.3 加速管出口直前の流れ

ノズル噴流に膨張波が発生するためには、ノズル

加速管出口直前の流れが超音速の不足膨張の状態になることが必要である⁹⁾。ラバールノズルでない本実験のような直円管ノズルでは、流れが出口でチョークして超音速流れになり得ないと考えられていた。そこで、ノズルの加速管内流れを詳しく測定する。表1は、図1(b)に示した加速管出口近傍の各断面で測定した壁面静圧 P を示す。この壁面静圧値をもとに第1報³⁾に示した方法で算出した加速管内の局所マッハ数 M の分布を、図21に示す。図より、空気タンク圧 $P_T \leq 3.5 \text{ kgf/cm}^2$ になると、加速管内に $M=1$ のチョーク状態の流れが発生するが、その発生位置は管出口ではなく、それよりも上流側になる。そのため、加速管出口直前の流れは、空気タンク圧 $P_T > 3.5 \text{ kgf/cm}^2$ を越えるとマッハ数 $M > 1$ となり超音速の流れになっている。

図22に、空気タンク圧 P_T と $M=1$ の流れの発生位置との関係を示すが、空気タンク圧 P_T が高くなるほど、 $M=1$ の流れが発生する位置は、管出口からより上流側へ移動することがわかる。

そこで、このような流れを示す原因を調べるために、図23に、加速管の各断面における局所全圧 P_{0x} を前報³⁾の式に従い求めた結果を示す。図より、加速管の $-31.6 \leq X/D \leq -3.3$ の領域では、いずれの空

表1 加速管の壁面静圧測定値

X(mm)	X/D	P_r (kgf/cm ²)				
		2	3	4	5	6
-1.000	-0.333	0.0001	0.0001	0.0072	0.1306	0.3292
-1.500	-0.500	0.0001	0.0055	0.0123	0.1701	0.3823
-2.000	-0.667	0.0011	0.0055	0.0082	0.2231	0.4571
-2.500	-0.833	0.0055	0.0137	0.0232	0.2531	0.4761
-3.000	-1.000	0.0096	0.0191	0.0926	0.3279	0.5523
-3.500	-1.167	0.0068	0.0236	0.1075	0.3442	0.5890
-4.000	-1.333	0.0096	0.0300	0.1334	0.3782	0.6272
-4.500	-1.500	0.0137	0.0382	0.1401	0.3904	0.6610
-5.000	-1.667	0.0137	0.0395	0.1415	0.3823	0.6107
-6.000	-2.000	0.0137	0.0341	0.1605	0.4176	0.6680
-7.000	-2.333	0.0204	0.0599	0.2204	0.4775	0.7223
-8.000	-2.667	0.0274	0.0790	0.2312	0.4856	0.7345
-9.000	-3.000	0.0327	0.0926	0.2666	0.5413	0.8067
-10.000	-3.333	0.0327	0.1035	0.2959	0.5713	0.8161
-35.000	-11.667	0.0940	0.2666	0.5578	0.9463	1.3124
-65.000	-21.667	0.1619	0.4136	0.7781	1.2242	1.6394
-95.000	-31.667	0.2215	0.5264	0.9373	1.3888	1.8716

(単位kgf/cm²)

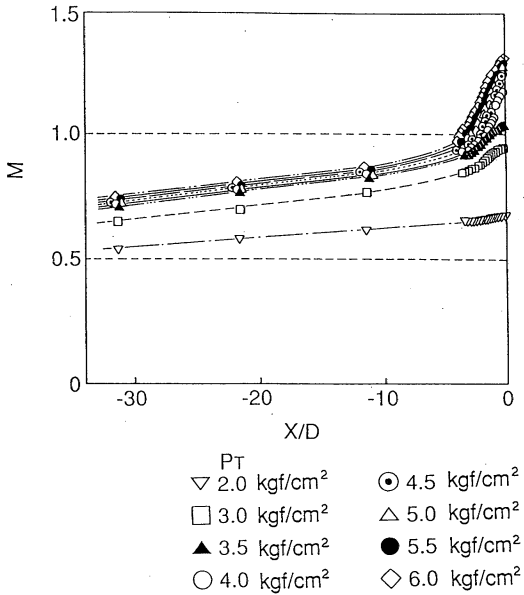


図21 加速管内流れのマッハ数分布

気タンク圧 P_T についても局所全圧 P_{0x} は下流に至るに従い漸次減少し、管壁摩擦による圧力損失を示すファノ流れの特徴を示している。

ところが、それより下流の加速管先端部となる $-3.0 \leq X/D \leq -0.16$ の領域では、空気タンク圧 P_T によって流れの様相が異なる。すなわち、空気タンク圧 $P_T \leq 3 \text{ kgf/cm}^2$ の場合は、図に示すように局所全圧 P_{0x} は下流に至るに従い漸次減少するファノ流れの特徴を引き続いて示すが、空気タンク圧 $P_T \geq 3.5 \text{ kgf/cm}^2$ の場合は、局所全圧 P_{0x} は単調に減少せず、管途中で、最小値を示した後、管出口へ進むに従い逆に増加していく。増加の割合は空気タンク圧

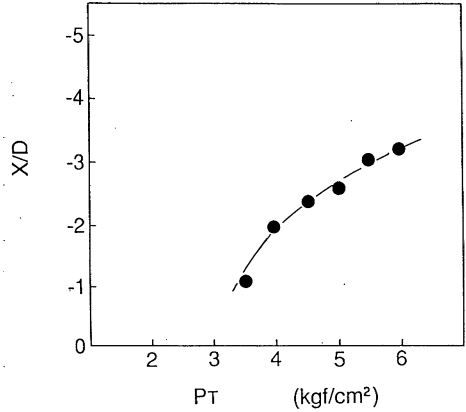


図22 空気タンク圧と加速管内での $M=1$ 流れの発生位置

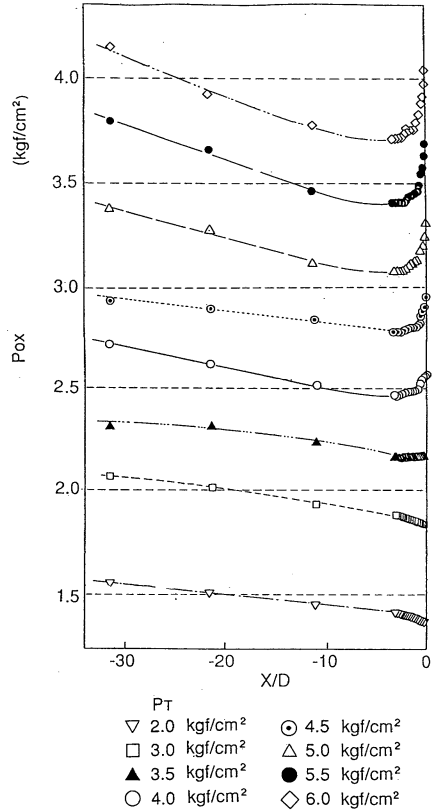


図23 加速管内流れの全圧分布

P_T の高いほど大きい。

つぎに、この局所全圧 P_{0x} の結果を用いて、加速管先端領域 ($-3.0 \leq X/D \leq -0.16$) における壁面静圧 P_x との比 (P_x/P_{0x}) を求め図24に示す。図より、図21において加速管先端流れがマッハ数 $M=1$ でチョークする位置は、局所静圧 P_x/P_{0x} が0.528の

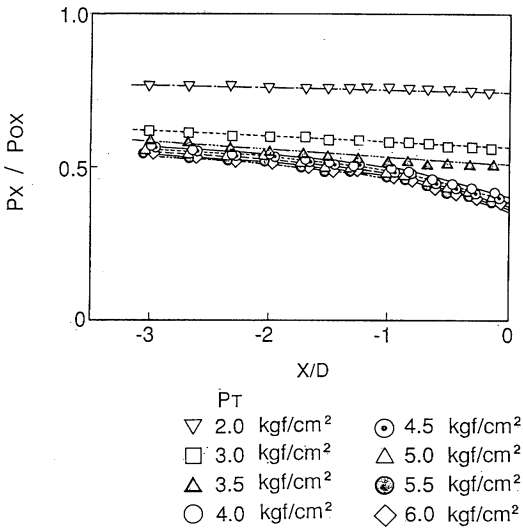


図24 加速管内先端流れの局所静圧比分布

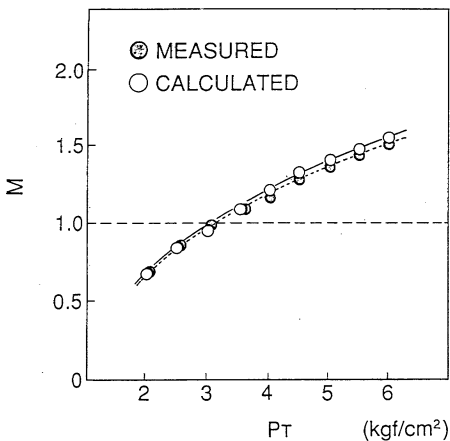


図25 ノズル出口の噴流速度の測定値と計算値の比較
臨界値をとる位置に一致していることが分かる。

以上から、加速管内の流れは、空気タンク圧 ($P_T \geq 3.5 \text{ kgf/cm}^2$) を高くしていくと、管出口近傍で $M=1$ のチョーク状態になるが、その発生位置は必ずしも管出口直前に固定されるのではなく、タンク圧 P_T が高くなるにつれ管出口からより上流側へ移動していると考えられる。また、馬杉⁷⁾は2次元平行ノズル内の理論計算により、 $M=1$ の発生位置は、管壁面上に境界層が発達するため管出口より上流側になると報告している。本実験の場合にも、加速管壁面の境界層が下流に至るに従い漸次発達して、管出口より上流で流れがチョークしている。すなわち、この境界層厚さが出口よりやや上流側で最も厚くなるため、ノズル内の流れはちょうど境界層によってつ

くられたラバル管内を流れるようになったものと考えられる。この結果、直円管ノズルにおいても、図21に示すように加速管出口の流れが $M > 1$ の超音速になったものと考えられる。

一般に加速管の出口直前の流れが $M > 1$ で不足膨張の状態にあると、出口には膨張波が発生しそれが圧縮波として噴流自由境界面で反射され、以後同じ過程が繰返される⁸⁾。従って、図19のシュリーレン写真で空気タンク圧 $P_T > 4.0 \text{ kgf/cm}^2$ の条件で見られる濃い筋は擬似衝撃波を示しているものといえ、これが下流域における噴流の流速低下の原因になるものと考えられる。

6. 加速管出口マッハ数の測定値と計算値の比較

次に噴流速度の測定値と計算値の比較を行う。図25に、ノズル出口直後の噴流速度について、ピトー管により実測した結果とノズル管内流から計算した結果を比較して示す。ここで、ノズル管内流は、空気タンク圧条件を上流よみ点として、第1スロートのニードル先端部までは等エントロピー流れとし、スロート下流は摩擦圧力損失の伴うファノ流れとしてノズル各断面の壁面静圧から計算したもので、最終的なノズル出口直前の管内流れの諸量は表1の P_{SBE} のようになる。次に、管内から管外への流れは、等エントロピー流れと仮定して、上流よみ点圧に $X/D = -0.16$ の位置の局所全圧 P_{0x} を、また、下流の圧力を標準大気圧 P_a として前報⁹⁾の式よりそのマッハ数を求めた。

図より、両者の流速は比較的良好に一致し、本実験の測定結果の妥当性が確認された。

なお、図25に示すノズル管外流れのマッハ数は、図21に示すノズル出口直前の管内流れのマッハ数に比べ、空気タンク圧 P_T が高くなるほどわずかながらではあるが大きくなっている。この原因は、タンク圧が高くなるほど不足膨張の状態が大きくなり背圧となる大気圧との差が増大するため、ノズル管外流が出口直後の急膨張でより加速されやすくなるためだと考えられる。

7. よこ糸牽引力の測定

図26にセルローズ長繊維 75d の糸を用いた場合のよこ糸牽引力 F と空気タンク圧力 P_T との関係を示す。図より、よこ糸牽引力 F はタンク圧力 P_T の上昇に伴い大きくなるが、 $P_T > 4.0 \text{ kgf/cm}^2$ になる

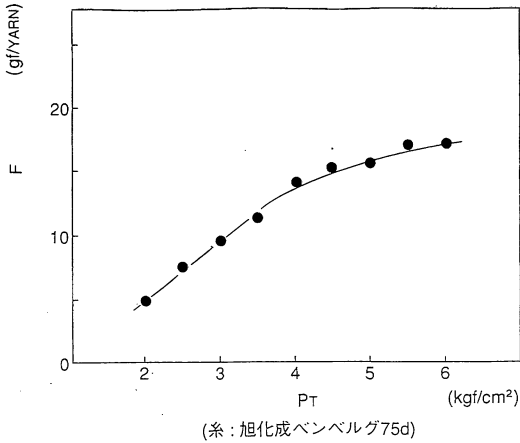


図26 空気タンク圧とよこ糸牽引力

とタンク圧 P_T による増加率が小さくなる。

そこで、牽引力のこのような傾向を示す原因について、ノズルの空気流動特性と関連づけて考えてみる。

一般によこ糸がノズルより受ける牽引力 F は、ノズルの管内や管外を流れる空気流速の2乗に比例する⁹⁾。ノズルの空気流速は、空気タンク圧 P_T により設定されるので、次に、空気タンク圧 P_T と空気流速との関係について、ノズル流れを管内流と管外流(噴流)に分けて述べてみる。

管内流の流速については、第1報で報告したようにタンク圧を上昇させると速くなる。ただし、加速管先端部がチョークするとそれ以上タンク圧を上げても、先端部の上流域となるノズル内全体の流れは変化しなくなる。従って、管内流によるよこ糸牽引力は、タンク圧の上昇とともに大きくなるが、加速管先端部がチョークするタンク圧になるとあまり変化しない。

一方、管外流(すなわち噴流)の流速は、本報の結果から、管内流と同様にタンク圧の上昇に伴い速くなる。ただし、加速管先端部がチョークするタンク圧になると、流速は、増加率が小さくなり、しかもノズル出口で変動し始める。さらに、変動域を越えた下流域でも流速の低下率が大きくなる。従って、管外流によるよこ糸牽引力も、管内流同様にタンク圧の上昇に伴い大きくなるが、加速管先端部がチョークするタンク圧になるとあまり変化せず、ま

た、飛走するよこ糸も振動して不安定になりやすい。

以上から、加速管出口がチョークする空気タンク圧の設定は、よこ糸の飛走速度向上に効果が少なく空気エネルギーの浪費にもなるといえる。

8. 結 言

本研究では、変形おさ補助ノズル方式エアジェットルームのよこ入れ性能を向上させる基礎的研究として、ノズル吐出速度が音速以上の高速噴流においてタンク圧を変えてノズル噴流の流動特性を明らかにした。さらに、実際にノズル内によこ糸を入れよこ糸牽引力を測定した。

得られた結果は次のとおりである。

(1)ノズル噴流速度や噴流径の軸方向の変化は、加速管出口で流れがチョークするタンク圧の条件を境にして大きく異なる。

(2)加速管内でチョークする ($M=1$) 位置は、管出口より上流にあり、管出口では $M=1$ を越える。

(3)加速管出口で $M=1$ を越える場合は不足膨張のため膨張波が発生し、下流域に圧縮波と膨張波の振動が生じる。

(4)ノズルのよこ糸飛走性の特性値となるよこ糸牽引力 F は、タンク圧 P_T に比例して増大するが、加速管出口がチョークするとほぼ一定となりそれ以上タンク圧を増大させてもエネルギー効率が低下するだけである。

(謝 辞)

本実験でのシュリーレン写真の撮影に当たり溝尻工学研究所(株)のご協力を頂いた。記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 宇野;織機誌, 25, T47 (1972)
- 2) 吉田, 鈴木等;織機誌, 40, T125 (1987)
- 3) 石田, 岡島;織機誌, 44, T69 (1991)
- 4) 岩本;圧縮性流体力学(共立出版), p. 74 (1980)
- 5) 児島, 松岡;日本機械学会論文集, 54, No. 802, P1286 (1988)
- 6) 生井, 松尾;圧縮性流体の力学(理工学社) P78 (1977)
- 7) 馬杉;機械学会論文集, 19, No. 81, P10 (1951)
- 8) 生井, 松尾;圧縮性流体の力学(理工学社) p. 157 (1977)
- 9) Anderson, Stubbs; J. Text. Inst., 49, No. 20 (1958)