

Air Jet Loom における流れ現象の 2, 3 の考察

岡 島 厚

1. まえがき

高圧空気を利用して緯糸を飛走させるエアジェットルーム (AJL) は、生産性の高さや製織範囲の広さの見地から、織布産業において今後とも大いに期待されている。しかし、空気噴流は拡散しやすく、流速の低下が著しいため、空気源であるコンプレッサの消費動力が大きくなるなどの欠点がある。緯糸をいかに効率的に遠くまで、しかも確実に飛走させるかは今後の AJL の開発における重要な技術的研究課題である。本稿では、まず AJL におけるメインノズルからの噴流の流体力学的特性、その噴流の筈内における流れ特性、そして変形箆補助ノズル方式 AJL のメインノズル内部における超音速流れの挙動とその補助ノズルの噴流形状の変化など、AJL における流れ現象の研究結果を紹介する。さらに噴流の基礎的研究として、メインノズルの噴流の乱れやレイノルズ応力分布などの噴流の微細構造、そして近年、精力的に研究されている噴流の数値シミュレーションの動向なども紹介する。これらはいずれも著者らの研究室で行っている一連の最近の研究を中心として、AJL に関連した研究結果のうち 2, 3 の興味ある噴流の流れ現象について考察、解説したものである。

なお、ノズル径など各章ごとに、使用した記号が異なる場合には、各章のはじめに断わって用いた。

2. エアガイド方式 AJL における流れ特性¹⁾

2.1 自由大気中に噴出する噴流

まず図 1 にメインノズルから自由大気中に噴出したときの流速分布 V (m/s) の噴流方向 x/d (d はノズル出口直径) に対する変化を示す。ノズル出口か

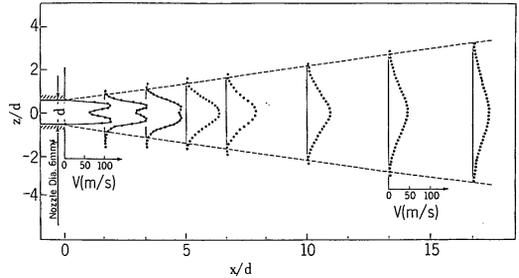


図 1 噴流流速分布

ら $x = 5d$ の距離以内では、ノズル内にあるニードルにより形成される後流の速度欠損が認められる。 $5d$ 以上の下流域では、流れは混合し、ノズル中心軸上の流速が最も速く、 z 方向に拡がるとともに減少していく形状を呈する。図 2 には z 方向の流速分布を示す。この図において z および V は、それぞれ各 x の位置における噴流径半値幅 b 並びに最高速度 V_{max} で無次元化して示す。ノズルからの距離 $x/d > 7$ では、ノズル軸に垂直な断面における速度分布は相似になることが分かる。また、ノズル噴射圧 (タンク圧) を $1 \sim 3 \text{ kg/cm}^2$ に変えても流速分布は

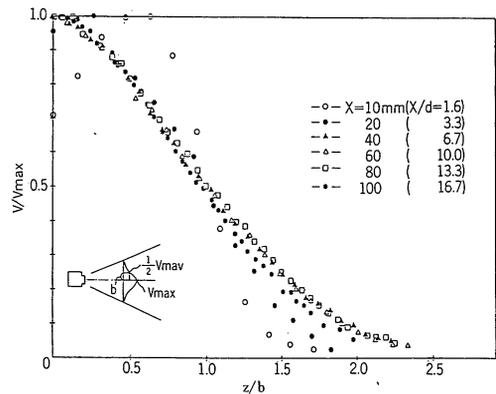


図 2 無次元流速分布

相似性を保っている。そこで、各断面位置の流速の半値幅 $z_{1/2}/d$ とノズルからの距離 x/d との関係を図3に示す。一般に、噴流直径は噴流の運動量保存則と混合理論の適用から、ノズル出口からの距離に比例するが、本実験のように環状二重管噴流における両者の関係も概略 $z_{1/2}/d = 0.14x/d + 1$ と表され、 x に比例する。さらに、各断面の流速分布から空気流量 Q を算出して図4に示す。噴流はノズルから離れるに伴い、せん断層流れのエントレインメント (Entrainment) によって周囲から空気を相当量取り込んでいることが分かる。図から空気流量 Q/Q_0 (Q_0 はノズル出口の流量) と距離 x/d はほぼ比例関

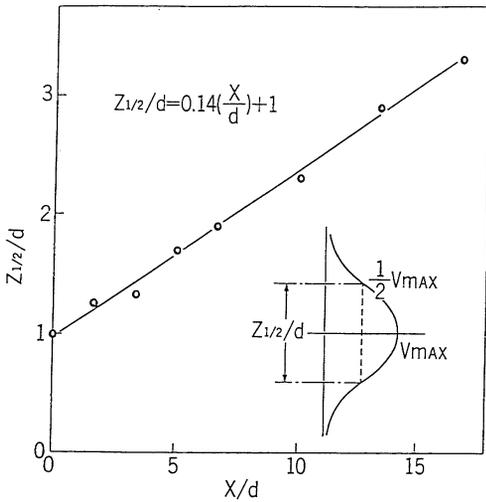


図3 噴流半値幅

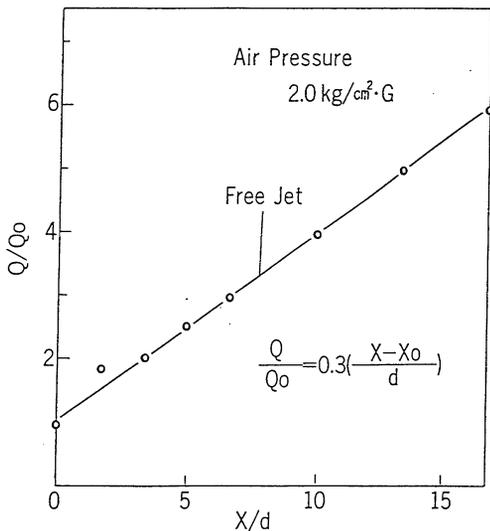


図4 空気流量変化

係にあり、 $Q/Q_0 = 0.3(x-x_0)/d$ と近似され、Albertson らによる比例定数の 0.32^2 にほぼ一致している。なお、 x_0 は噴流の見掛けの原点を表し、この場合 $x_0 = 3.5d$ である。

2.2 エアガイド内の流れ特性

ノズルとエアガイドの間隔を $G = 1.7d$ で一定とした場合のガイド中心の流速 V_x を自由噴流の場合と比較して図5に示す。図からガイド内の速度 V_x はガイド入口付近の $x = 15d$ の位置までは、図中、破線で示す自由噴流の流れ特性と同一であり、いずれも $x = 5d$ で最大速度となり、その下流域 ($5 \leq x/d \leq 15$) では、 V_x は x に反比例して減衰していく。そして、エアガイドの流速低下防止効果が現われるのは、 $x = 15d$ より下流域からである。また、ノズル噴射圧を変えても、この $x = 15d$ の位置はあまり変化しない。エアガイド内では空気流速は x に対し、直線的にゆっくり減衰する。図6には、 $x/d = 3.3 \sim 168.3$ におけるエアガイド内の半径方向 (z/d) の空気流速分布を示すが、ガイド入口付近ではガイド壁面から外部空気が吸引され、さらに下流域ではガイド特性に対応した速度分布形状を呈し、各断面の最高速度で無次元化すると、速度分布は相似性を持ち、概略、管内乱流流れのべき乗則 (ただし、この場合の指数は $1/6$) が適用される。そして、ガイド内の各断面の流速分布から空気流量を求めて、

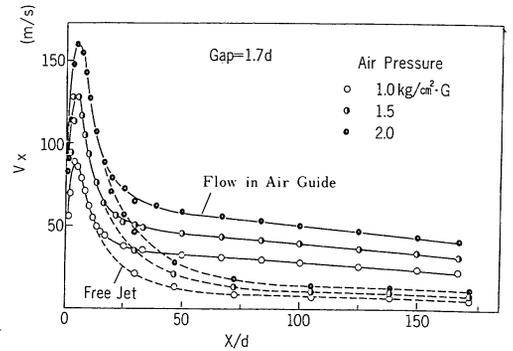


図5 エアガイド内の流速分布

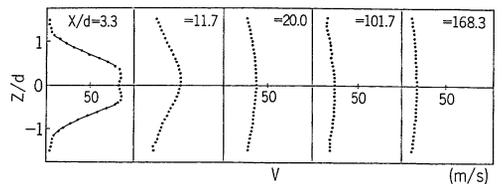


図6 エアガイド内の半径方向流速分布

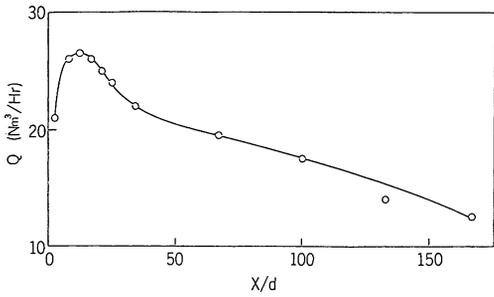


図7 エアガイド内の空気流量変化

標準状態に換算した値 Q (Nm^3/Hr) の流れ方向変化を図7に示す。 Q は $x/d=15$ までは、ガイドの隙間や切欠部から外部空気を取り込んで増加し、 $x/d=15$ で最大値を示すが、 $x/d > 15$ では、空気はガイドの隙間や切欠部から外側に流出するため、 Q は減少する。本実験のガイドの最終端部 ($x/d=168.3$) における空気流量の保持率 (ガイド出口の流量/入口の流量) は約54%である。

3. メインノズル内の流れ³⁾

次に図8に示すような変形箆補助ノズル方式AJLのメインノズル内部の流れの様相を述べる。そして次章では、その補助ノズルからの噴流について検討する。

図のようなメインノズル内部の流れを圧縮性を考慮した二次元、非粘性流れとして解析する。同時に、ノズル管内の壁面静圧をかなり詳細に測定して、解析結果と実験結果を比較する。図8において、空気タンクからの空気流はノズル本体の空気挿入口に入り、テーパ流路部に進み、ニードル先端部で最小スロート断面積となる。その後、ニードルの緯糸導糸路からの流れと混合して、加速管に入る。そこ

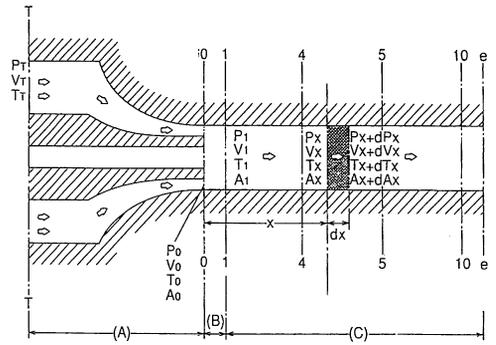


図9 ノズルの模式図

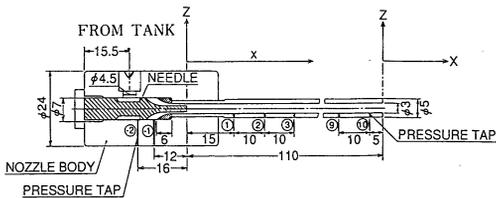
で流路面積は急激に拡大するが、その下流は加速管の断面積は一定であり、空気流は加速管出口から大気に自由噴出する。なお、本実験では、図のように壁面静圧測定のため静圧測定孔 ($\phi 0.8$ mm) を12か所にわたって設け、測定時には所定の測定孔以外の孔は塞いである。

さて、メインノズル内流れを、ここでは、図9に示すように、A、B、Cの領域に分けて考える。すなわち、

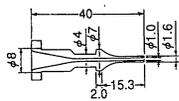
- 領域 A : ノズル外壁とニードルに囲まれた環状のテーパ流路部で、環状細細ノズル流れの領域
- 領域 B : 流路面積は急拡大する領域
領域 A の流れがニードル緯糸導糸通路からの僅かの吸引空気と混合し、一様となる領域
- 領域 C : 加速管出口までの加速管内流れの領域で、管内境界層が発達し、管壁摩擦の生じる断面積一定の断熱流れ、すなわちファノ流れとして取り扱う領域

である。

図10には、加速管長さ $L=110$ mm のノズル壁面に沿っての壁面静圧 p の空気タンク圧 p_r に対する比 (p/p_r) とマッハ数 (M 数) の流れに沿う変化をタンクゲージ圧 p_{r0} を $1 \sim 5$ kg/cm^2 の範囲で変えた場合を示す。領域 A では、いずれの場合も、タンク圧から壁面静圧は減少し、一方、 M 数はニードル先端部 ($x=0$) で最高値に達する。タンク圧の上昇にともない、図8に示す測定孔②、①の位置までの M 数はほとんど変わらないが、ニードル先端部の M 数は大きくなり、 $p_{r0}=2$ kg/cm^2 以上のいずれも、ニードル先端部のスロート部で $M=1$ に達し、圧力比 $p/p_r=0.5283$ で臨界状態になる。そして、急

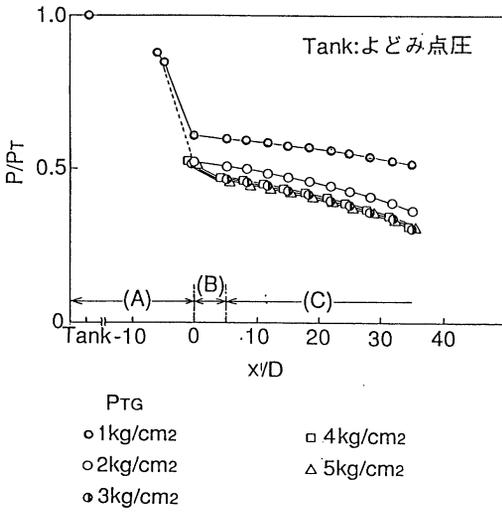


(a) 壁面圧測定用ノズル本体

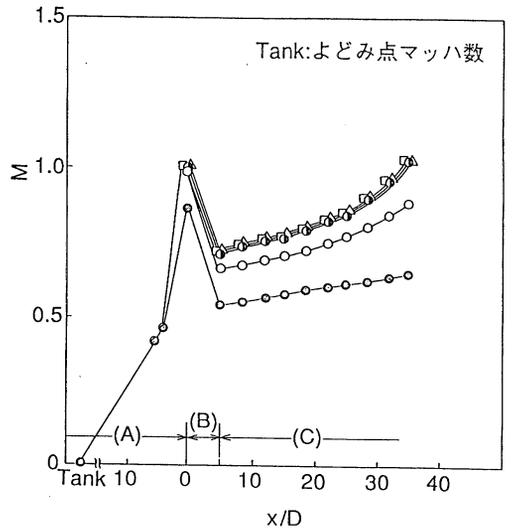


(b) ニードル本体

図8 メインノズル形状



(a) 静圧分布

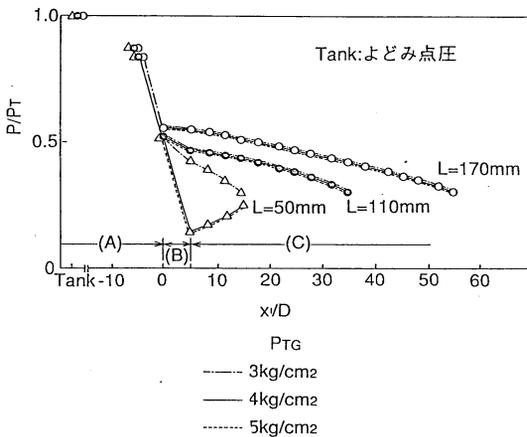


(b) マッハ数分布

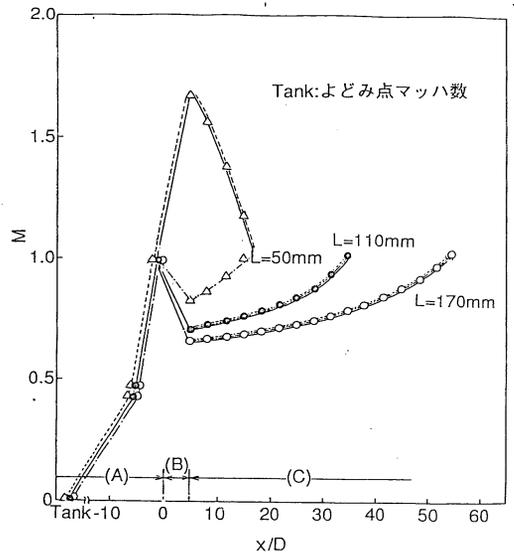
図10 ノズル管内壁圧およびマッハ数分布 ($L = 110 \text{ mm}$)

拡大域に相当する領域Bでは、 M 数は減少し、その後出口までの加速管内の領域Cでは、管壁摩擦のため壁面圧 p は漸減する。 M 数は $p_{TC} = 3 \text{ kg/cm}^2$ 以上の場合、急増して加速管出口でいずれも $M = 1$ に達し、チョーキングしている。すなわち、ノズル内ではニードル先端部のスロート部と加速管内に生ずるファノ流れの最終域である加速管出口の2か所にスロート部が生じる。タンク圧 $p_{TC} = 2 \text{ kg/cm}^2$ の場

合は、前者の位置のみで $M = 1$ になる。 $p_{TC} = 3 \text{ kg/cm}^2$ 以上の場合には、いずれも2か所とも $M = 1$ となり、 p_{TC} 変化による p/p_T 分布や M 数分布の変化はほとんど認められない。次に、タンクゲージ圧 $p_{TC} = 3, 4, 5 \text{ kg/cm}^2$ で、加速管長さ $L = 50, 110, 170 \text{ mm}$ の作動条件の場合の結果を図11に示すが、 $L = 110, 170 \text{ mm}$ の場合、加速管出口でチョーキングしているので、加速管内壁圧および M 数分布

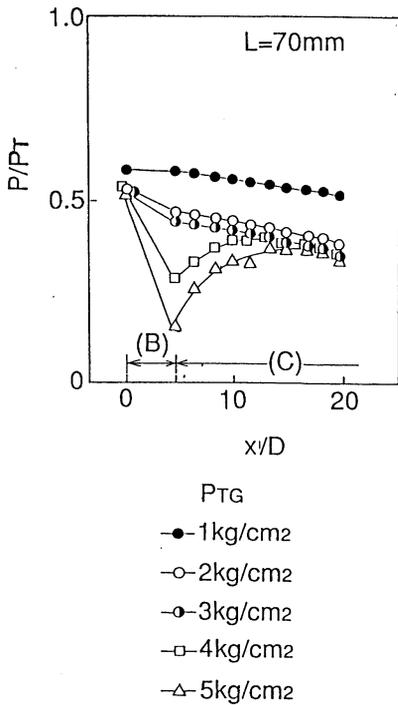


(a) 静圧分布

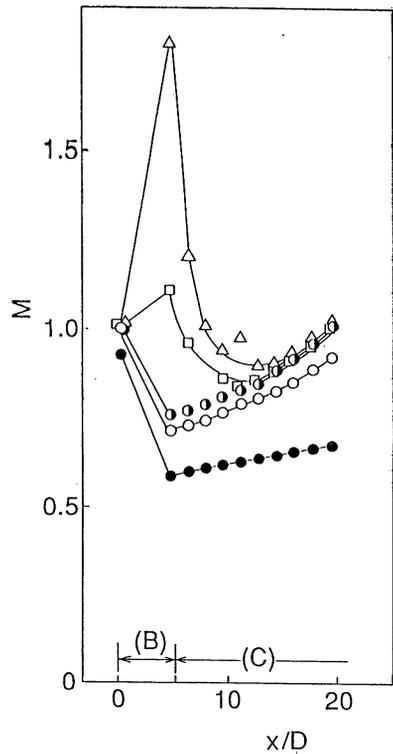


(b) マッハ数分布

図11 加速管長の異なるノズル管内壁圧およびマッハ数分布



(a) 静圧分布



(b) マッハ数分布

図12 ノズル管内壁圧およびマッハ数分布 (L = 70 mm)

は p_{TG} には依存せず、 L の長さに応じて変化する。一方、最も短い $L = 50 \text{ mm}$ の加速管で、タンク圧 $p_{TG} = 4, 5 \text{ kg/cm}^2$ の場合、加速管内の超音速流になっていることが明らかである。そこで、図12には、加速管長さ $L = 70 \text{ mm}$ の場合の加速管内の壁圧分布とマッハ数分布の詳細な測定結果を示す。 $p_{TG} = 1 \text{ kg/cm}^2$ の場合、全域で亜音速流であるが、 $p_{TG} = 2, 3 \text{ kg/cm}^2$ の場合、ニードル先端部（加速管入口）のスロート部で $M = 1$ となり、加速管内では亜音速流である。 $p_{TG} = 3 \text{ kg/cm}^2$ の場合、加速管出口で $M = 1$ となる。さらに、 $p_{TG} = 4, 5 \text{ kg/cm}^2$ の場合加速管出口付近では ($x/D > 10$)、亜音速流であるが、入口付近では超音速流であり、 $x/D = 5 \sim 10$ の領域で衝撃波が発生して、超音速から亜音速流へ変化している。

4. 種々なノズル出口形状の噴流⁴⁾

変形箆補助ノズル方式の AJL の既製の補助ノズルについて、種々な出口形状のノズル (図13) からの噴流の流速分布を測定した興味深い実験結果の一例を図14に示す。図にはノズルCを用いた際のノ

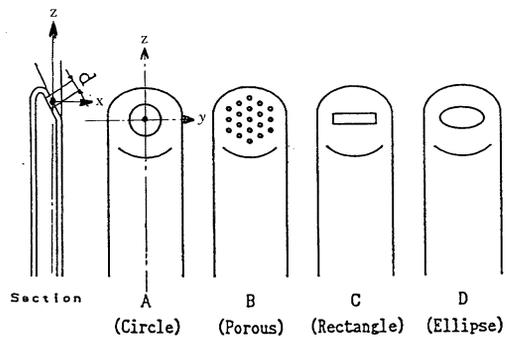


図13 補助ノズル形状

ズルからの噴流方向距離 x に対する噴流形状の変化を示す。噴射圧は 98 KPa であり、 yz 断面における噴流速度 10 m/s の等風速線が x をパラメータとして図示されている。図から噴流の向きとその拡がりの様子を観察することができる。ノズルCの場合、横長の出口孔であるにもかかわらず、 $x = 20 \text{ mm}$ の位置では等風速線は縦に長い楕円形状に変わり、さらに $x = 100 \text{ mm}$ 下流では、横長の楕円形状に変形

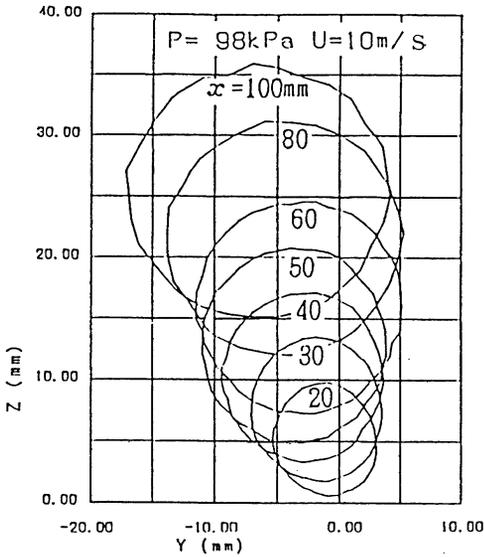


図14 噴流流速分布変化 (ノズルC)

し、噴流の向きも一定せず、かなり変化していることが分かる。そこで、ノズル A, B, C, D の噴流について、噴流方向と垂直な平面内の z, y 方向 (図13) の噴流半値幅の比 (b_z/b_y) の x 方向変化を図15に示す。真円を示す $b_z/b_y = 1$ の線と交差する位置が、噴射圧が大きくなるに従って下流側へ移動している。また、 $x = 100$ mm 以上の下流域では、ノズルの種類および噴射圧のいずれの場合も噴流形状は真円に近付いていく。図16には4種のノズル形状につき、噴射圧に対する噴流の中心軸の y, z 方向の傾き角 θ_y, θ_z を示す。ノズル B 以外のノズル形状の噴流傾き角は、 y, z 方向とも噴射圧が高くなると、ノズル出口孔面に向かって右へ、 z 方向は下向きに偏向する。一方、ノズル B のみ、他のノズルと反対方向に偏向している。

このように、実用されている補助ノズルにおいて、噴流方向はノズルの幾何学的形状から決まる噴流の傾き角とはかなり相違し、噴射圧にも依存して変わる。

5. 同軸環状噴流の流れ構造⁵⁾

AJL におけるメインノズルの噴流は、外側ノズルから噴出する環状噴流と、ニードルの緯糸導糸路から自然吸引される中心噴流から成る。このような同軸噴流の研究も古くから行われているが、その多くは、図17に示す L が充分長い場合の管内に噴出する噴流、あるいは $L = 0$ に相当する外側ノズル管のない場合である。ここでは、AJL のように、外側ノズル

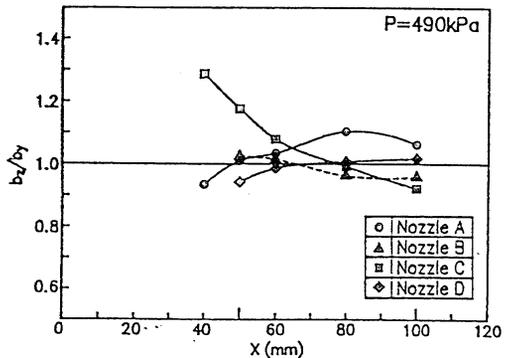
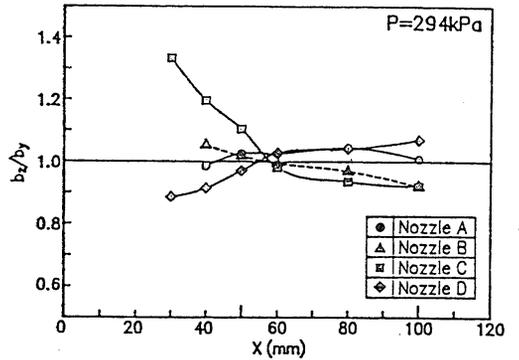
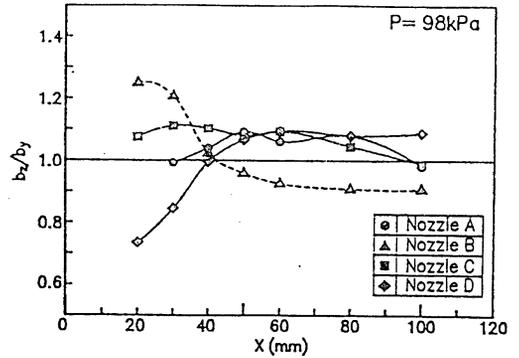


図15 y, z 軸方向の半値幅比の変化

ル管のある ($L \geq 0$) 場合の噴流の流れの構造について述べる。

5.1 平均速度ベクトル分布と中心軸上速度

外側ノズル管長さ $L = 0 \sim 5 D_0$ (D_0 は外側ノズルの内径) に変えたときの例として、図17に、 $L = 0, 2 D_0$ のノズルの $x/D_0 = 3$ までの各断面で測定した平均速度ベクトル分布を示す。図は外側ノズル出口速度 $\bar{u}_0 = 20$ m/s の測定結果である。ポテンシャルコアを有した外側環状噴流と乱流円管速度分布の内側噴流の2つの噴流が合体する際に、環状噴流と低速内側噴流との混合が行われる内側混合領域と、環

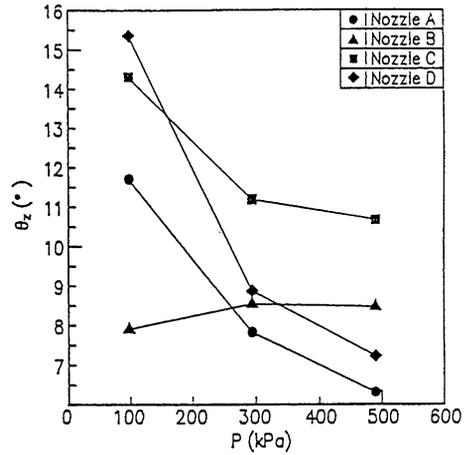
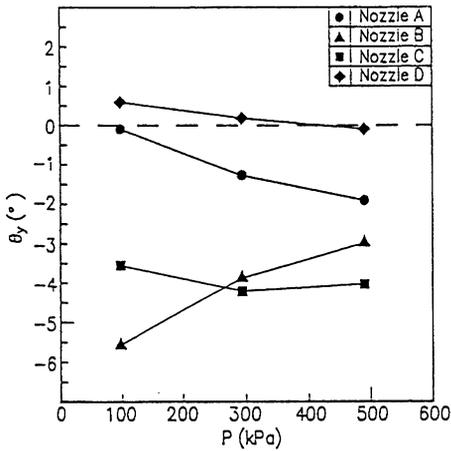


図16 y, z軸方向の噴流傾き角の変化

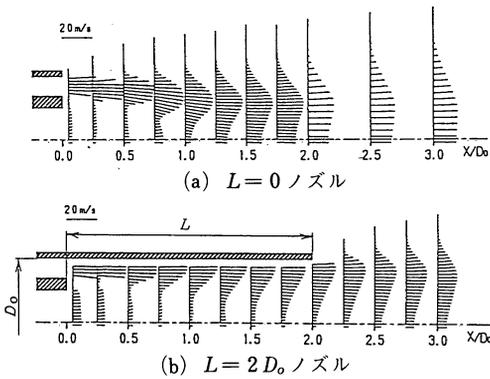


図17 平均流速ベクトル分布

状噴流と周囲大気からのエントレインメントにより混合が起こる外側混合領域の2つの混合領域が形成される。外側噴流はノズル円管内ではノズル壁面に沿って流れ、 L が大きいほど、外側の周囲大気と分離される距離が長いので、内側の速度欠損は速やかには回復しない。一方、 $L=0$ ノズルの場合、内側ノズル出口付近で内向き速度が強い。次に、 $x/D_0=15$ までの噴流中心速度 \bar{u}_c の変化を図18に示す。 $L=0$ の場合、 \bar{u}_c は急激に上昇し、 $x/D_0=4$ 付近で最大 $0.8\bar{u}_0$ となる。また $L=D_0$ の場合も \bar{u}_c は急上昇し、 $x/D_0=4$ 付近で最大 $0.6\bar{u}_0$ となった後減少する。 \bar{u}_c が最大となる位置は、 L が大きいほど下流に移動するが、 $x/D_0=15$ 付近では L による \bar{u}_c の差は小さく、 L が大きいほど \bar{u}_c の x/D_0 に対する変化は小さい。

5.2 乱れ強さ u'_{rms} とレイノズル応力 $(-\overline{u'v'})$ の分布

図19に u'_{rms} の分布の $L=5D_0$ の場合を例として

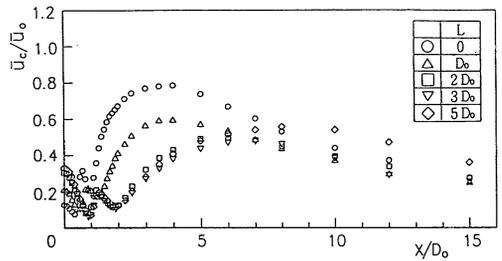


図18 中心軸上流速分布

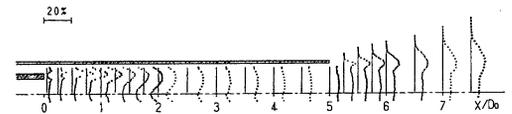


図19 乱れ強さ u'_{rms}/\bar{u}_0 分布 ($L=5D_0$ ノズル)

示す。乱れは、図のように外側ノズル円管出口下端から生じる外側乱れと、内側ノズル円管上端から生じる第2内側乱れと、内側ノズル円管下端から生じる第1内側乱れの3つの領域に分類される。各乱れ領域とも噴出後、強さが一旦大きくなり、下流に行くに従って減衰する。減衰過程において、内側乱れは外側乱れに取り込まれるように減衰する。また、第1内側乱れは下流まで広がらず、第2内側乱れに取り込まれる。 L が大きい場合には、外側乱れが外側ノズルを出た後発達するため、ノズル内部だけで混合が生じ、外側乱れと分離された形となる。そのため、図に示す $L=5D_0$ の場合、外側ノズル出口における乱れ強さはほぼ均一である。次に、レイノルズ応力 $(-\overline{u'v'})$ の分布の測定例として $L=3D_0$ を図20に示す。ノズル出口直後 $x/D_0=0.05, 0.25$ では、応力値はほぼ0であり、内側混合領域において正の応力が発生成長し、減衰していく。また、外側

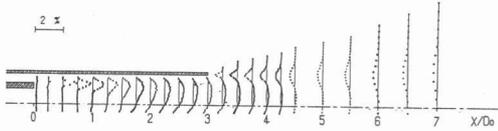


図20 レイノルズ応力 $(-u'v')$ / $\sqrt{u_0^2}$ 分布 ($L = 3D_0$ ノズル)

混合領域において負の応力は外側ノズル端より発生し、内側と外側の両方へ成長し、最終的には全域が負の応力となる。

6. 噴流の数値シミュレーション

自由噴流の流れ場は、流れを束縛するような壁面が存在しないために、粘性による層流摩擦の影響は乱流摩擦と比較してはるかに小さく無視できる。このため、Prandtlの混合距離などを使用した0方程式モデルのTollmienやGoertlerの解が十分発達した自由噴流の時間平均の速度分布を比較的的確に表す。しかし、2次元性や3次元性が強い流れの場合には0方程式モデルは不十分である。近年の大型電子計算機の発達に伴って、さらに適用性や信頼性の高い乱流場の予測モデルとして、LES、 $k-\varepsilon$ モデル、レイノルズ応力方程式モデルなどによる研究が盛んになされている。2方程式モデルの $k-\varepsilon$ モデルについては、標準 $k-\varepsilon$ モデルが広く用いられ、種々の流れに適應されているが、まだ改良の余地も多い^{6,7)}。最近の同軸噴流の数値解析例としては、自由噴流についてはNikjooyら⁸⁾、管内噴流についてはKhodadadiら⁹⁾の研究など多くの研究があるが、乱流特性などの実験結果との詳細な一致は未だ難しい。

7. むすび

AJLの性能向上のための基礎研究として、(1)メインノズルからの自由噴流とその噴流の筈内における流れの特性、(2)変形筈補助ノズル方式AJLのメインノズル内部における超音速流れの挙動、(3)種々な出口形状の補助ノズルの噴流形状の変化、(4)メイン

ノズルの噴流における乱れやレイノルズ応力分布などの微細構造、(5)噴流の数値シミュレーションにおける最近の動向などについて、著者らの研究室で行っている研究を中心に、AJLに関係した流れ現象について考察、解説した。本稿が、AJLの性能向上のために、種々研究されている方々の一助になれば幸いである。

最後に、本稿の実験結果は石川工業試験場の近岡和英氏、新谷隆二氏、旭化成工業の石田稔氏、そして本学流体工学研究室、木綿隆弘助手によるものであり、ここに記して謝意を表します。また、本稿を書くに当たりお世話になった福井大学、家元良幸教授に篤く御礼申し上げます。

参考文献

- 1) 石田, 岡島, 島田, 倉田, 星合; 繊維論文集, 42-4, T 63 (1989)
- 2) Albertson, M. L.; 他; Trans. ASCE, 115 (1950), p. 639
- 3) 石田, 岡島; 繊維論文集, 投稿中
- 4) 新谷, 近岡; 繊維機械学会第43回年次大会講演要旨集 (1990), p. 93
- 5) 木綿, 岡島, 長久; 機械学会論文集, 55-520, B (1989), p. 3666
- 6) Pope, S. B.; AIAA J., 20-3 (1978), p. 279
- 7) 竹光, 生産研究; 40-1 (1988), p. 35
- 8) Nikjooy, M. 他; Int. J. Heat and Fluid Flow, 10-3 (1989), p. 253
- 9) Khodadadi, J. M. and Vlachos, N. S.; AIAA J., 27-5 (1989), p. 532



岡島 厚 (おかじまあつし)
昭和43年東京大学大学院工学研究科航空学専攻, 単位取得後中退, 現在金沢大学工学部機械システム工学科教授として, 非流線型物体のフラッター, 噴流, 油圧機器内の流動などの流体力学の実験的および数値シミュレーションによる研究に従事。(金沢大学工学部, 〒920 金沢市小立野2-40-20, TEL. 0762-63-3849)