

# 適正膨張超音速噴流中に置かれた円柱まわりの流れ\* (スートブロウ噴流のモデル実験)

片野田 洋<sup>\*1</sup>, 宮里 義昭<sup>\*2</sup>, 則松 康文<sup>\*3</sup>  
白谷 誠<sup>\*4</sup>, 益田 光治<sup>\*2</sup>, 松尾 一泰<sup>\*2</sup>

## Flow around a Circular Cylinder in Correctly-Expanded Supersonic Free Jets (Model Experiment of Sootblower Jets)

Hiroshi KATANODA<sup>\*5</sup>, Yoshiaki MIYAZATO, Yasufumi NORIMATSU,  
Makoto SHIRATANI, Mitsuharu MASUDA and Kazuyasu MATSUO

<sup>\*5</sup> Department of Mechanical Systems and Environmental Engineering, Kitakyushu University,  
1-1 Hibikino, Wakamatsu ku, Kitakyushu shi, Fukuoka, 808-0135 Japan

This paper describes a model experiment of sootblower jets which have been used to remove fire side deposits of boiler tubes. A circular cylinder is used instead of a boiler tube. Flowfield around the circular cylinder placed in correctly expanded jets from a supersonic nozzle with a design Mach number of 2.0 and 2.4 is studied. Visualization by schlieren method and measurement of pressure on a cylinder are performed to diagnose the flowfield. The pressure coefficient on the cylinder is found smaller than that obtained by potential flow theory around a cylinder, especially, when the cylinder is located in the potential core region of the jets. The velocity distribution on the cylinder strongly depends on the flow Mach number just downstream of the shock wave generated in front of the cylinder.

**Key Words:** Compressible Flow, Supersonic Flow, Jet, Correct Expansion, Sootblower, Boiler Tube

### 1. 序 論

火力発電所などのボイラでは燃料が燃焼した後、灰分が伝熱管表面に付着・固化して伝熱効率が低下していく。ボイラの運転中に伝熱管表面からすすを取り除くために、現在スートブロウが用いられている。

スートブロウの模式図を図1に示す。ボイラの過熱蒸気の一部をランスチューブ内の超音速ノズルから噴射させ、噴流を伝熱管に衝突させることによりすすを除去する。スートブロウ噴流では、噴流の衝撃圧力であるピトー全圧が高いほどすすの除去能力が高いと考えられている<sup>(1)(2)</sup> ため、これまでのスートブロウ噴流に関する研究ではおもに超音速自由噴流のピトー全圧分布が実験的に調べられてきた<sup>(1)(2)</sup>。最近、Kaliyazine ら<sup>(3)</sup> はスートブロウ噴流によるすすの除去メカニズ

ムの解明を目的として、簡単な解析を行うとともに、表面に石こうを一樣に硬化させた金属円柱ですが付着した伝熱管を模擬し、設計マッハ数3.26の軸対称超音速ノズルからの適正膨張噴流を模擬伝熱管に衝突させる実験を行った。彼らの解析結果は円柱が噴流のポテンシャルコアの十分下流に位置する場合には実験結果と比較的一致するが、それより上流に位置する場合には一致しない。これは、彼らの解析では円柱表面の圧力分布は一樣流中に置かれた円柱まわりのポテンシャル流れの圧力分布に等しいと仮定しているためと思われるが、スートブロウ噴流のようにノズル出口直

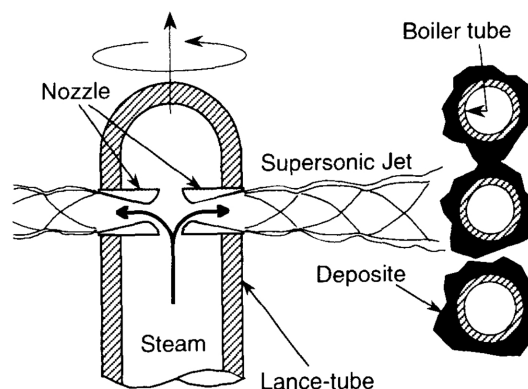


Fig. 1 Sootblower working in boiler

\* 原稿受付 2001年5月18日.

<sup>\*1</sup> 正員, 北九州市立大学国際環境工学部(☎808-0135 北九州市若松区ひびきの1-1).

<sup>\*2</sup> 正員, 九州大学大学院総合理工学研究院(☎816-8580 春日市春日公園6-1).

<sup>\*3</sup> 正員, 三菱重工業(株)(☎733-8553 広島市西区観音新町4-6-22).

<sup>\*4</sup> 正員, (株)神戸製鋼所(☎550-0002 大阪市西区江戸堀1-6-14).

E-mail: katanoda@env.kitakyu-u.ac.jp

径と同程度の直径の円柱を超音速噴流中に置いたときの流れ場を実験や数値解析により調べた例はなく、Kaliazine らの解析で重要となる円柱表面の圧力分布などの伝熱管まわりの流れ場はまったく明らかにされていない。

本研究はスートブロウ噴流によりすすが除去されるメカニズムの解明のため、ボイラ伝熱管を模擬した円柱に適正膨張超音速噴流を衝突させたときの流れ場を明らかにし、ノズル出口からポテンシャルコア直後の領域において Kaliazine らの解析と実験結果との差が大きくなる理由を示す。

## 2. 噴流中心軸上速度分布と半径方向速度分布の計算式

本論文では、円柱を置かない場合の自由噴流の中心軸上のピトー全圧をもとに噴流の半径方向速度分布を計算する。以下に計算の手順を示す。

噴流中の静圧は背圧に等しく、流れは断熱的であると仮定する。Kleinstein<sup>(4)</sup>によると、軸対称の適正膨張超音速乱流噴流の中心軸上速度分布は

$$\frac{u_c}{u_e} = \begin{cases} 1, & 0 < \frac{x}{D} < \frac{x_{\text{core}}}{D} \\ 1 - \exp\left[-\frac{1}{2k_v \frac{x}{D} \sqrt{\frac{\rho_b}{\rho_e} - c}}\right], & \frac{x}{D} \geq \frac{x_{\text{core}}}{D} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$k_v = 0.074, c = 0.7 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、上式の  $u_e$  と  $u_c$  はそれぞれノズル出口の速度と噴流中心軸上の速度、 $x$  はノズル出口からの流れ方向距離(後述の図2参照)、 $D$  はノズル出口直径、式(2)の  $k_v$  と  $c$  は実験定数である。 $\rho_b$  および  $\rho_e$  はそれぞれ大気およびノズル出口の密度であり、断熱流れの関係式から与える。式(1)の  $x_{\text{core}}$  は噴流のポテンシャルコア長さであり、噴流中心軸上の速度が出口速度の99%に減衰した位置を  $x_{\text{core}}$  とした。

式(2)を用いた式(1)による  $u_c$  の計算値は設計マッハ数が1.5以下のノズルからの噴流の実験結果とはよく一致するが、設計マッハ数2.0のノズルからの超音速噴流に対しては実験結果に対してポテンシャルコア長さが短くなる<sup>(4)</sup>ことが知られている。本論文では、後述するように、設計マッハ数が2.0と2.4の超音速ノズルを用いるため、式(1)と式(2)をそのまま用いるのは適当ではない。そこで本論文では式(2)の定数を以下のように修正した。ノズル出口マッハ数を  $M_e$ 、作動気体の比熱比を  $\gamma$  とすると、噴流の中心軸上のマッハ数  $M$  は

$$M = \frac{\frac{u_c}{u_e}}{\sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2 - \frac{\gamma-1}{2} \left(\frac{u_c}{u_e}\right)^2}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

後述のように本実験の条件では噴流中心軸上の流れは超音速であるため、ピトー全圧を  $p_i$  として噴流中に挿入したピトー管先端に発生する離脱衝撃波を垂直衝撃波と仮定すると

$$\frac{p_i}{p_0} = \frac{p_b}{p_0} \left| \frac{(\gamma+1)M^2}{2} \right|^{\gamma/(\gamma-1)} \left| \frac{\gamma+1}{2\gamma M^2 - (\gamma-1)} \right|^{1/(\gamma-1)} \quad \dots\dots\dots (4)$$

上式の  $p_0, p_b$  はそれぞれノズル上流のよどみ点圧力、大気圧である。式(3)を式(4)に代入すると  $p_i/p_0$  を計算することができる。このようにして得られた  $p_i/p_0$  が後述の実測値とよく一致するように式(1)中の定数  $k_v$  と  $c$  を定めると次式が得られた。

$$\begin{aligned} k_v &= 0.050, c = 0.490 \quad (\text{Nozzle 2.0 の場合}) \\ k_v &= 0.044, c = 0.396 \quad (\text{Nozzle 2.4 の場合}) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (5)$$

次に、式(1)を用いて流れ方向速度の半径方向分布を計算する方法を述べる。任意の半径位置の流れ方向速度  $u$  は、速度分布の自己相似則<sup>(5)</sup>を用いて

$$\frac{u}{u_c} = \begin{cases} 1, & r \leq h \\ \frac{u}{u_e} = \exp\left[-\ln(2)\left(\frac{r-h}{b}\right)^2\right], & r > h \end{cases} \quad \dots\dots\dots (6)$$

と近似できる。上式中の  $r$  は中心軸からの半径方向距離、 $h$  はポテンシャルコア半径である。ノズル出口で  $h = D/2$  とし、 $h$  は流れ方向へ直線的に減少すると仮定する。式(6)中の  $b$  は次式で表される。

$$b = r_{1/2} - h \quad \dots\dots\dots (7)$$

上式の  $r_{1/2}$  は噴流のある断面において、流れ方向の速度が中心軸上の速度の1/2となる点の中心軸からの距離で、ノズル出口と任意の流れ方向断面の間の運動量保存則を満足するように陰的に求める。以上の方法により計算した  $h$  と  $b$  を用いて、式(6)から流れ方向速度の半径方向分布が得られる。

## 3. 実験装置

高圧容器(最高圧力15 MPa)に蓄えられた窒素ガスを大気中に吹出す実験装置を用いて実験を行った。その模式図を図2に示す。窒素ガスは圧力調節弁を通して貯気室に流入し、よどみ状態になった後に超音速ノズルにより加速されて大気中に噴出して円柱に衝突する。実験に用いた二つの軸対称超音速ノズルを図3に示す。ノズル名称中の2.0と2.4は次元等エントロ

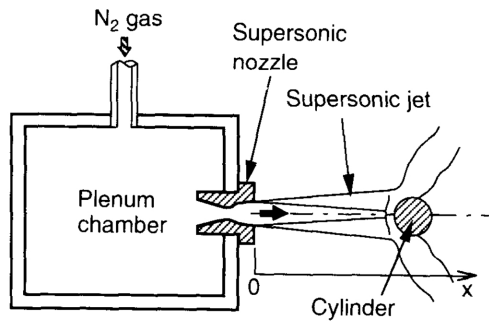


Fig. 2 Experimental setup

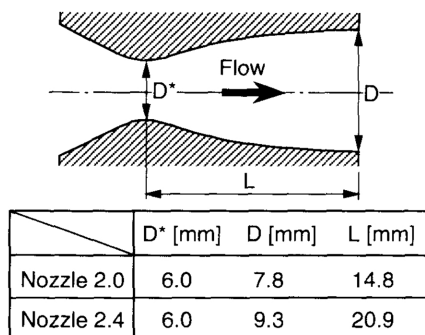


Fig. 3 Nozzle geometry

ピー理論によるノズルの設計マッハ数を意味する。ノズルの超音速部分は特性曲線法<sup>(6)</sup>により成形した。図1に示したようにスートブロワ用のノズルはランスチューブ内に組み込むため図3のスロートから出口までの長さ $L$ は短く設計してある。噴流中に円柱を置かないときの噴流中のピトー全圧の測定には、先端の外径と内径がそれぞれ1.0 mm, 0.9 mm, 先端長さ30 mmの標準的なピトー管を用いた。ボイラ伝熱管を模擬した円柱は直径10 mm, 長さ175 mmである。円柱の片方の端には半導体圧力センサを取付け、円柱中央に設けた直径0.2 mmの静圧孔から円柱の中心軸に設けた直径4 mmの導管を通して円柱表面の圧力を検出した。円柱のもう片方の端にはステッピングモータを取付けた。円柱は噴流軸に直角に設置し、噴流中心軸を含む面内で円柱の静圧孔を回転させた。流れ場の可視化は連続光源を用いたカラーシュリーレン法により行った。

スートブロワ噴流のすすの除去能力は適正膨張状態のときに最も高くなる<sup>(7)</sup>ため、適正膨張となるようにノズルを作動させた。Nozzle 2.0の場合、適正膨張状態における背圧 $p_b$ に対する貯気圧 $p_0$ の比は一次元等エントロピー理論より $p_0/p_b=7.82$ であるが、ノズル出口中心位置のピトー全圧測定結果から計算した流れのマッハ数 $M_e$ は境界層の影響により $M_e=1.96$ で

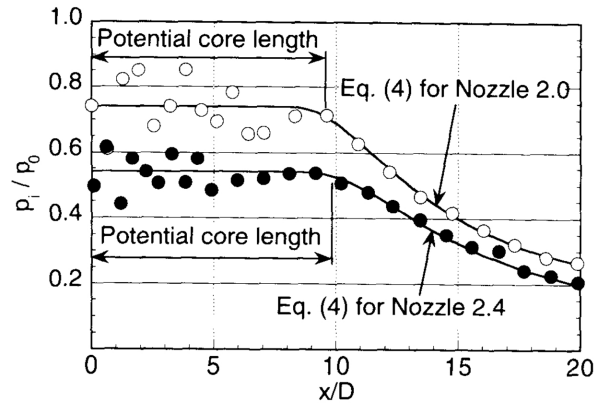


Fig. 4 Pitot pressure distributions on center line

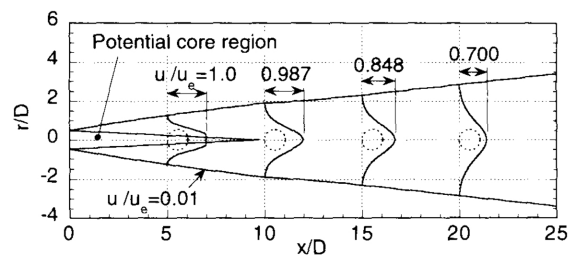


Fig. 5 Axial velocity distributions in jets for Nozzle 2.4

あったため $p_0/p_b=7.35$ とした。Nozzle 2.4については境界層の影響は無視できるほど小さく $M_e=2.40$ であったため、 $p_0/p_b=14.6$ とした。

#### 4. 結果および考察

**4.1 円柱を置かない場合の自由噴流の特性** 円柱を置かない場合の自由噴流の中心軸に沿うピトー全圧の測定結果を図4に示す。白丸と黒丸はそれぞれNozzle 2.0およびNozzle 2.4の実験結果、点線と実線はそれぞれNozzle 2.0およびNozzle 2.4について式(4)により計算した結果である。図4には、式(1)から計算したポテンシャルコア長さも示しており、実験結果とよく一致している。ノズル出口直後からポテンシャルコア終端までの領域におけるピトー全圧は流れ方向に変動している。これは前述のようにスートブロワへの適用を前提としてノズルの超音速部分の軸方向長さを短く設計したために、ノズル内で膨張波を完全に相殺できず、ノズルの外に出た膨張波とその反射波である圧縮波の繰返しにより流れのマッハ数が下流方向へ周期的に変動したためと考えられる。ポテンシャルコア領域の下流ではピトー全圧は流れ方向へ徐々に減少する。

Nozzle 2.4について、式(6)から噴流の流れ方向

速度の半径方向分布を計算した結果を図5に示す。4・2節の円柱を挿入した実験では、円柱はノズル出口から円柱前縁までの距離  $x_{cyl}$  が  $x_{cyl}/D=5, 10, 15, 20$  の位置に置いた。それらの円柱前縁位置における半径方向速度分布を実線の曲線で、円柱を円形の点線で示している。図5には噴流の任意の断面において、速度がノズル出口の値の1%にまで減衰した噴流の境界線およびポテンシャルコア領域の境界線も実線で示している。本解析により得られた  $x/D=20$  における流れのマッハ数は Nozzle 2.4 と Nozzle 2.0 に対してそれぞれ 1.36 と 1.01 であり、 $0 < x/D < 20$  で中心軸上の流れは超音速である。

#### 4・2 超音速噴流中に置かれた円柱まわりの流れ場

**4・2・1 可視化結果** 円柱軸に垂直な断面のシュリーレン写真とそのスケッチを図6に示す。ノズルは Nozzle 2.4、円柱前縁の位置は噴流のポテンシャルコア領域内の  $x_{cyl}/D=5$  である。図6より、ノズル出口からは図4でピトー全圧の変動の原因となった波が噴流境界に入射し、下流方向へ噴流境界で反射を繰り返している。また、円柱のすぐ上流に離脱衝撃波が形成されている。円柱に衝突後、二またに分割された噴流は円柱の背後に回り込むことなく、円柱背後に大きな離域が生じる。衝突後の噴流の流れ方向が、衝突前の噴流の中心軸となす角度は図6の場合約  $50^\circ$  で、この角度は円柱前縁が噴流のポテンシャルコアのほぼ終端に位置する  $x_{cyl}/D=10$  のときも同じであった。

円柱軸と噴流中心線を含む断面のシュリーレン写真とそのスケッチを図7に示す。ノズルと円柱の位置は図6と同じである。円柱の直前に見られる直線状の黒い部分は離脱衝撃波である。円柱の下流側には同心円状のしま模様が見られる。これは円柱により分割された流れが扇形の周期的なセルを形成しているためと考えられる。また、円柱に衝突した後の噴流は円柱の軸

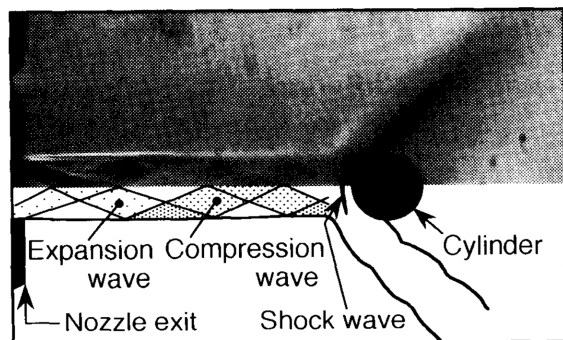


Fig. 6 Schlieren photograph showing the flow of the cross-section perpendicular to the cylinder axis, and its schematic sketch for Nozzle 2.4 and  $x_{cyl}/D=5$

方向にはあまり広がらないことがわかる。

図6の可視化結果より、噴流が円柱に衝突する近傍の流れ場は図8のようになっていると考えられる。前述のように  $0 < x/D < 20$  の領域で自由噴流の中心軸上の流れは超音速であるため、円柱の前面には衝撃波が生じる。その衝撃波は噴流中心軸上では垂直衝撃波とみなすことができ、この衝撃波により噴流の中心軸上のマッハ数は  $M_1$  から  $M_2$  へ、静圧は  $p_1(=p_b)$  から  $p_2$  へ、全圧は  $p_{01}$  から  $p_{02}$  へ不連続的に変化する。垂直衝撃波直後の亜音速流れは円柱前縁に向かって等エントロピー的に減衰し、円柱前縁点 a で圧力は  $p_{02}$  となる。その後、流れは円柱表面に沿って加速される。前縁からの角度が  $\theta$  の位置における速度を  $u_w$ 、円柱表面の圧力を  $p_w$  とする。図8を参考にして、4・2・2項で円柱表面の圧力測定結果の考察を行う。

**4・2・2 円柱表面の圧力** 噴流中に円柱を置いて円柱表面の圧力  $p_w$  を測定した結果を貯気圧  $p_0$  で無次元化し、円柱前縁からの角度  $\theta$  に対して図9に示す。 $|\theta| > 90^\circ$  では円柱表面の静圧はほぼ大気圧  $p_b$  に等しかった。図9の各  $x_{cyl}/D$  における流れのマッハ数  $M_1$  は、噴流中の静圧を大気圧に等しいと仮定して  $\theta=0^\circ$  における円柱表面の圧力から計算した。図9より、円柱前縁がポテンシャルコア領域内にある  $x_{cyl}/D=5$  とそのすぐ下流の  $x_{cyl}/D=10$  では円柱表面の静圧

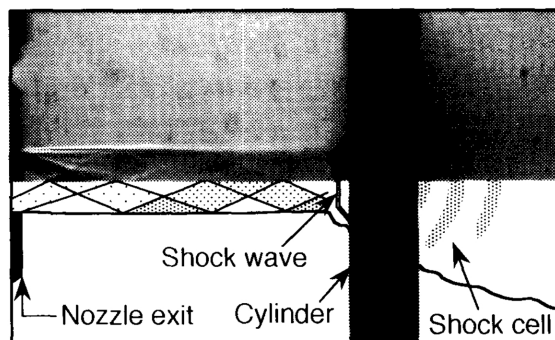


Fig. 7 Schlieren photograph showing the flow of the cross-section including the cylinder axis and the center line of the jet, and its schematic sketch for Nozzle 2.4 and  $x_{cyl}/D=5$

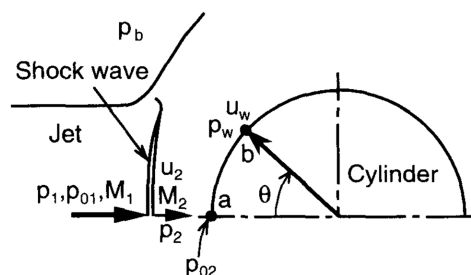


Fig. 8 Schematic diagram of flow around cylinder

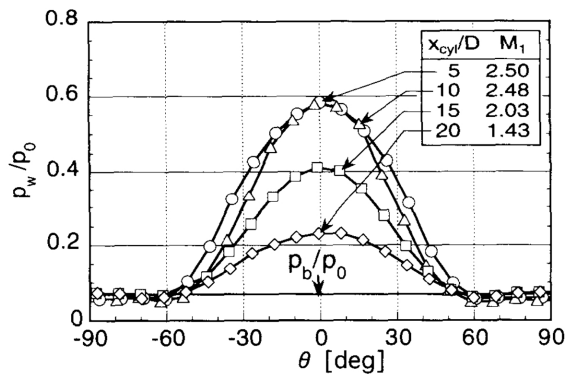


Fig. 9 Pressure distributions on cylinder in jets for Nozzle 2.4

分布に大きな違いは見られず、 $|\theta|$ が大きくなると円柱表面の静圧は急速に減少する。一方、ポテンシャルコアより下流の  $x_{cyl}/D=15, 20$  では円柱表面の圧力は  $|\theta|$  の増加とともに緩やかに減少する。また、すべての円柱設置位置において、円柱表面の圧力は  $|\theta|$  が約  $50^\circ$  でほぼ大気圧になっている。なお、Nozzle 2.0 でも同様の結果が得られた。

前述したように、Kaliazine ら<sup>(3)</sup> の解析では適正膨張噴流中に置かれた円柱まわりの流れを一樣流中に置かれた円柱まわりのポテンシャル流れと仮定している。この仮定を検証するために、図 9 の無次元圧力  $p_w/p_0$  を圧力係数  $C_p$  に換算する。マッハ数  $M_2$ 、静圧  $p_2$ 、速度  $u_2$ 、密度  $\rho_2$  の一樣な亜音速流れの中に置かれた円柱の圧力係数  $C_p$  は次式で表される。

$$C_p = \frac{p_w - p_2}{\rho_2 u_2^2 / 2} = \frac{(p_w/p_2) - 1}{\gamma M_2^2 / 2} \quad (8)$$

上式を図 8 の流れに適用すると

$$C_p = \frac{\frac{p_w}{p_0} \frac{p_0}{p_b} \frac{p_1}{p_{01}} \frac{p_{01}}{p_{02}} \frac{p_{02}}{p_2} - 1}{\frac{1}{2} \gamma M_2^2} \quad (9)$$

式(9)の  $p_w/p_0$  は図 9 の実験値、 $p_0/p_b$  は実験条件から与えられる。 $p_1/p_{01}$  と  $p_{02}/p_2$  はそれぞれマッハ数  $M_1$  と  $M_2$  を用いて等エントロピー流れの関係式から計算される。 $p_{01}/p_{02}$  と  $M_2$  は  $M_1$  を用いて垂直衝撃波前後の関係式から求められる。

式(9)を用いて図 9 の実験値を圧力係数  $C_p$  に換算した結果を図 10 に示す。図 10 の横軸および白抜き印の意味は図 9 と同じである。図 10 にはポテンシャル理論から得られる圧力係数の計算結果も実線で示している。図 10 より、 $x_{cyl}/D=5 \sim 15$  では  $C_p$  はポテンシャル理論による値よりも小さく、最も下流の  $x_{cyl}/D=20$  では  $|\theta| < 50^\circ$  の範囲でポテンシャル理論に近い。

次に、図 10 の圧力係数  $C_p$  から円柱表面の流れの

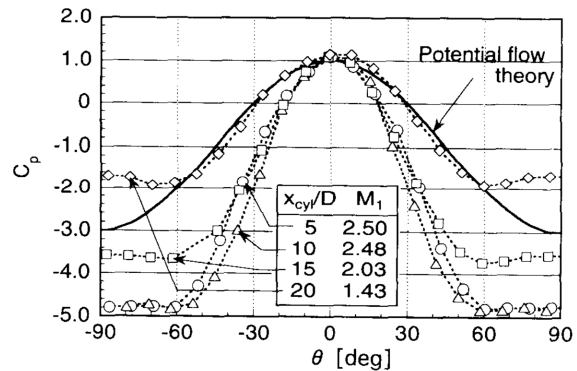


Fig. 10 Pressure coefficients on cylinder in jets for Nozzle 2.4

速度を以下のように計算する。スートブロウ噴流がボイラ伝熱管に衝突する場合に、大気圧以上の圧力が円柱表面に作用しているのは、図 9 より  $|\theta| < 50^\circ$  の範囲内であり、これは図 6 より噴流の中心軸を含む断面ではノズル出口直径よりも小さい領域である。そこで、円柱前縁から  $|\theta|=50^\circ$  までの円柱表面に沿う流れを等エントロピー流れと仮定すると

$$\frac{p_w}{p_2} = \left[ 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2 \left\{ 1 - \left( \frac{u_w}{u_2} \right)^2 \right\} \right]^{1/(\gamma-1)} \quad (10)$$

式(10)を式(8)に代入して

$$\frac{u_w}{u_2} = \sqrt{1 - \frac{2}{(\gamma-1)M_2^2} \left\{ \left( \frac{\gamma}{2} M_2^2 C_p + 1 \right)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right\}} \quad (11)$$

式(11)より  $u_w/u_2$  を計算した結果を図 11 に示す。 $|\theta| > 50^\circ$  では流れが円柱表面からはく離するため式(11)を適用できないが参考のために  $|\theta| > 50^\circ$  の実験値も示した。図 11 にはポテンシャル理論による一樣流  $u_2$  の中に置かれた円柱表面に沿う速度も実線で示してある。図 11 より、噴流の上流側の  $x_{cyl}/D=5, 10, 15$  では円柱表面の速度は同じ  $|\theta|$  に対してポテンシャル理論による値よりも大きく、 $x_{cyl}/D=20$  ではポテンシャル理論に近い。図 11 からいえる特徴的なことは、いずれの  $x_{cyl}/D$  においても、 $0^\circ < |\theta| < 50^\circ$  では  $u_w/u_2$  は  $|\theta|$  に対してほぼ直線的に増加することである。

以上、円柱まわりの流れに対する中心軸上のマッハ数  $M_2$  の影響について述べた。円柱まわりの流れ場は、マッハ数  $M_2$  のほかに、噴流の半径方向速度分布の影響も受ける。この影響を調べるため、円柱前縁位置における自由噴流の流れ方向速度の半径方向への広がりを表すパラメータとして、式(7)中の  $r_{1/2}$  の 2 倍を円柱直径  $D_c$  で無次元化した  $2r_{1/2}/D_c$  を用いる。

図 11 の  $0^\circ < |\theta| < 50^\circ$  における実験点を最小二乗近似したときの直線のこう配  $d(u_w/u_2)/d|\theta|$  をマッハ数

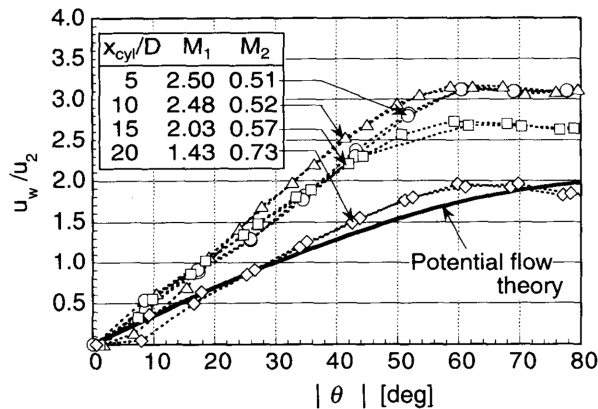


Fig. 11 Velocity distributions on cylinder in jets for Nozzle 2.4

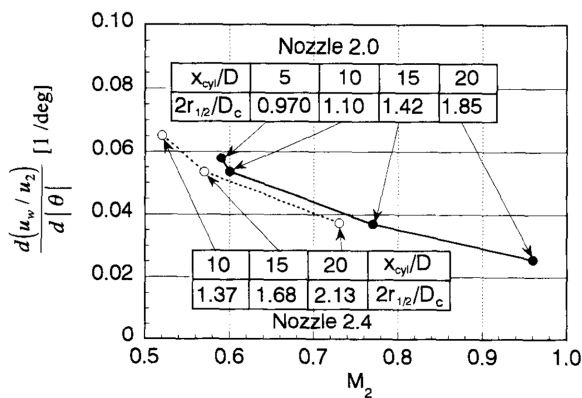


Fig. 12 Effects of Mach number and spread of jets on velocity gradient on cylinder

$M_2$  に対して図 12 に示す。図 12 には Nozzle 2.0 の結果も示している。各実験点には、噴流幅の広がりを表す上記の  $2r_{1/2}/D_c$  の値も示してある。図 12 より、同程度の  $M_2$  に対して Nozzle 2.0 と Nozzle 2.4 とで  $2r_{1/2}/D_c$  は大きく異なるが、速度こう配  $d(u_w/u_2)/d|\theta|$  はノズルの種類に無関係に、 $M_2$  が増加するにつれてほぼ直線的に減少する。これは、円柱表面の速度分布は円柱の前面に生じた衝撃波直後の流れのマッハ数  $M_2$  に強く依存し、 $M_2$  が同じであればノズルの設計マッハ数、ノズル出口の直径、円柱の設置

位置および円柱前縁における自由噴流の広がりの違いによる影響は小さいことを示している。

## 5. 結 論

本研究で得られた結果を要約すると以下のとおりである。

(1) 本実験の条件内では噴流中心軸上の流れは超音速であるため、円柱前面に生じた衝撃波により亜音速に減速された流れが円柱に衝突する。円柱に衝突した流れは円柱の軸方向にはあまり広がらず、円柱前縁から円柱表面に沿う角度  $\theta$  が約  $50^\circ$  の位置ではく離する。円柱表面からはく離れた流れは円柱の背面に回り込むことなく、円柱背後に大きなく離域が生じる。

(2) 円柱表面の圧力係数は、円柱前縁が噴流のポテンシャルコア領域内に位置する場合、ポテンシャル理論による値よりも小さく、円柱をポテンシャルコアより下流に置くと、ポテンシャル理論に近い値となる。Kaliazine ら<sup>(3)</sup> の理論解析が噴流のポテンシャルコアの十分下流に置かれた円柱に対して実験結果と一致し、ポテンシャルコア内部に置かれた場合に一致しないのはこのためである。

(3) 円柱表面の速度は  $0^\circ < |\theta| < 50^\circ$  の範囲では  $|\theta|$  に対して直線的に増加する。その勾配は円柱の前面に生じた衝撃波直後の流れのマッハ数  $M_2$  に強く依存し、 $M_2$  が同じであればノズルの設計マッハ数、ノズル出口直径、円柱の設置位置や自由噴流の広がりの違いによる影響は小さい。

## 文 献

- (1) Moskal, T. E., ほか 2 名, *TAPPI 1993 Eng. Conf. Proc.*, (1993), 963-967.
- (2) Jameel, M. I., ほか 3 名, *Tappi J.*, **77** 5 (1994), 135-142.
- (3) Kaliazine, A. L., ほか 3 名, *Tappi J.*, **80**-11 (1997), 201-207.
- (4) Kleinstein, G., *J. Spacecr.*, **1**-4 (1964), 403-408.
- (5) Tam, C. K. W., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **153** (1985), 123-149.
- (6) Foelsch, K., *J. Aeronaut. Sci.*, **16** 3 (1949), 161-188.
- (7) 則松康文・ほか 5 名, 九州大学大学院総合理工学研究科報告, **21**-3 (1999), 289-294.