

旋回噴流の挙動に及ぼす固体壁の影響*

Effects of Solid Surface on Swirling Jet

檜 原 秀 樹**

Hideki HIBARA**

An experimental study has been carried out for an air jet with swirl discharging from a nozzle along a solid surface and an air jet with swirl which impinges on the solid surface. Mean and fluctuating velocities are measured by rotating a probe with an inclined hot wire. Each distribution of mean velocity and wall pressure was illustrated, and the jet characteristics were examined. The experimental result was compared with existing result of the jet with swirl which gushes in still air out or existing result of the jet without swirl, and effect of the solid surface on the jet and effect of the intensity of swirl were examined.

Key Word : Three-Dimensional Flow, Jet, Swirling Flow, Velocity Distribution, Reynolds Stress
Rotating Probe Technique

1. 緒 言

旋回噴流は、その大きな拡散能のため、ガスタービンや燃焼炉等の燃焼器に用いられる。このため、静止流体中に噴出する旋回噴流については古くから研究が行われ、多くの成果が報告されている^{(1)~(4)}。しかしながら、旋回噴流の工業上の適用例について見てみると、物体表面の水分や塵の除去あるいは冷却などに噴流を用いる場合のように、噴流を物体表面に衝突あるいは沿わして利用する場合が多く見られる。このような場合、噴流は固体壁の影響を受けるため、拡散の仕方や乱れの分布等が自由空間中に噴出する場合と大きく異なることが予測される。しかし、固体壁の影響を受ける旋回噴流についてなされた研究は、その測定の高難度のためかほとんど見あたらない。

そこで本研究では、まず、旋回噴流が固体壁に沿って噴出する場合について取り上げ、初期旋回強さの異なる数種の噴流について、三方向の時間平均速度および変動速度を熱線流速計を用いて測定した。そして、その結果を基に、下流方向へ複雑に変化する内部の流動状態と壁面圧力の関係を明らかにした。その後、旋回噴流が固体壁に衝突する場合について取り上げ、まず始めに、初期旋回強さの異なる数種の噴流について流れの可視化を行い、複雑な衝突領域付近の流れの様子を調べた。次いで流れ場の全領域にわたって三方向の時間平均速度および変動速度の分布を熱線流速計を用いて測定し、旋回噴流が壁面に衝

* 日本機械学会論文集 B 編第 65 巻 629 号(1998)pp.130-137 および日本機械学会論文集 B 編第 67 巻 657 号(2001)pp.1153-1161 より引用

** 松山市文京町 3 愛媛大学工学部 機械工学科

** Department of Mechanical Engineering, Ehime University .E-mail hibara@dpc.ehime-u.ac.jp
原稿受理 平成 15 年 10 月 31 日

突する前後の噴流の広がりや最大速度の減衰等の噴流特性を調べた。

本報は以上の結果を用いて、旋回噴流の平均特性や拡散に及ぼす固体壁および初期旋回強さの影響について検討したものである。

2. 主な記号(図1参照)

- b_w : 旋回中心を通る垂直面, あるいは旋回成分が消滅した領域では z 方向速度の極大値を通る垂直面内の壁面から測った z 方向速度に関する半値幅
- b_x : 旋回中心を通る水平面, あるいは旋回成分が消滅した領域では z 方向速度の極大値を通る水平面内の z 方向速度に関する半値幅
- C_p : 圧力係数 $[=p_w/(1/2)\rho W_a^2]$
- d : ノズル径 (=30mm)
- H : ノズル出口から衝突壁までの距離 (=90mm)
- p_w : 壁面圧力(ゲージ圧)
- (r, θ, z) : よどみ点を原点とする座標系
- (r^*, θ^*, z^*) : ノズル出口を原点とする座標系
- r_c : 壁面近傍の流れの向きが変わる位置
- r_p : 壁面圧力が最大となる位置
- t : 衝突前の噴流幅(ノズル軸から噴流の端までの距離)
- $(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W})$: (x, y, z) 方向の時間平均速度
- U_m : 衝突後の r 方向速度 \bar{U} の最大値
- W_a : ノズル出口における z^* 方向速度の断面平均値 (=4, 7, 13m/s)
- W_m : 断面(x - y 面)内の z 方向速度の最大値
- (x, y, z) : 座標系
- (x_c, y_c) : 断面(x - y 面)内の旋回中心の位置
- δ : 逆流領域の幅(ノズル軸から逆流領域の端までの距離)
- Ω_0 : 初期旋回強さ(ノズル出口における無次元角運動量)

3. 実験装置および方法

3.1 実験装置 本実験に使用した装置の概略および座標系を図1に示す。壁面に沿う噴流(以後、壁面噴流と呼ぶこととする)の場合の装置は、送風機、整流用固定流路、旋回流発生装置、ノズル軸に対して平行に設置された平面壁、熱線を含む計測装置および熱線のトラバース装置から構成されている。一方、壁面に衝突する噴流(以後、衝突噴流と呼ぶこととする)の場合の装置は、送風機、整流用固定流路、旋回流発生装置、ノズル軸に対して垂直に設置された衝突壁、熱線を含む計測装置および熱線のトラバース装置から構成されている。

流れの旋回成分を作るために使用した旋回流発生装置は、内部に可動式の案内羽根18枚を有し、その取り付け角度 α を変化させることによって旋回強さを連続的に変えることができる[詳細な構造については文献(4)参照]。

3.2 測定方法 壁面噴流の場合には、まず中央垂直面(y - z 面)およびノズル軸を通る水平面(y - z 面)内の軸方向速度の分布を測定し、噴流の広がり状態を把握した後、同じ位置の断

面(z-x 面)内における三軸方向の時間平均速度およびレイノルズ応力の各成分を測定した。一方、衝突噴流の場合には、まず流れの可視化を行って衝突領域付近の複雑な流れ場の概略を把握した後、流速および壁面圧力の詳細な測定を行った。流れの可視化には、スモークワイヤー法および壁面トレース法の二つの方法を用いた。前者は衝突領域付近の流れ場の把握に、後者は壁面のごく近傍の流れの様子を調べるのに用いた。スモークワイヤー法では、煙の動きから流れの向きならびに噴流の広がりを調べた。壁面トレース法では、壁面上にできるトナー粉末の軌跡から壁面近傍の流れの向きを調べた。

なお、いずれの噴流においても、流速の測定には熱線流速計を使用し、三軸方向の時間平均速度およびレイノルズ応力の各成分を求めるため、単一傾斜熱線をプローブ軸回りに回転させる回転プローブ法⁽⁵⁾を用いた。また、壁面圧力の測定は、壁面上に設けた直径0.5mmの静圧孔を用いて行った。

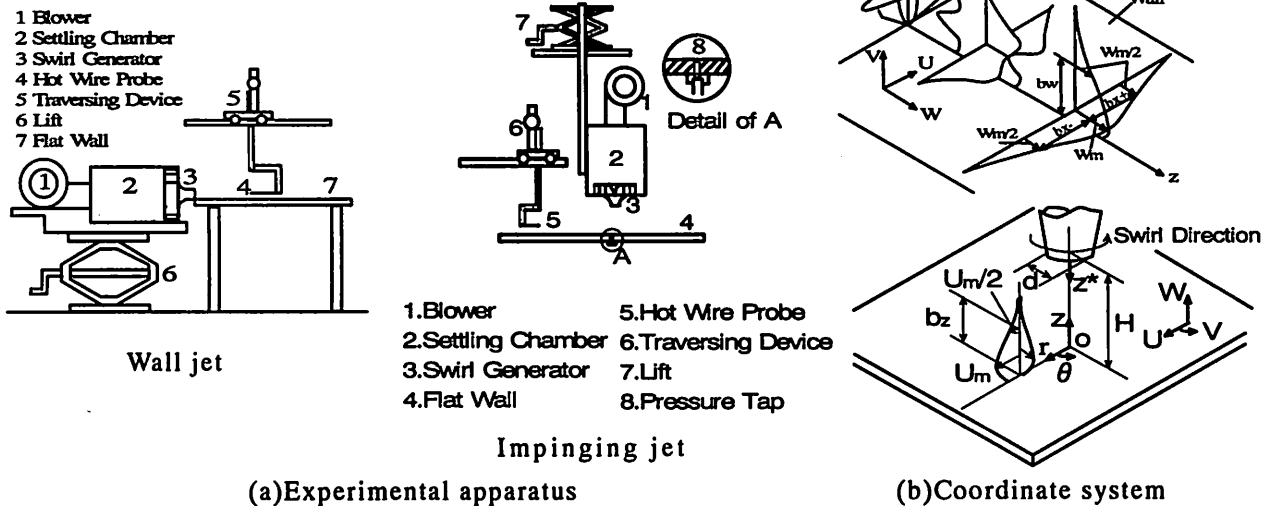


Fig.1 Schematic diagram of experimental apparatus and coordinate system

3.3 実験条件 壁面噴流の実験は、ノズル出口における平均流速 $W_a \approx 13\text{m/s}$ (ノズル径に基づくレイノルズ数 $Re \approx 26000$) の下で行った。一方、衝突噴流の実験は、ノズル出口における平均流速 $W_a \approx 4, 7, 13\text{m/s}$ (ノズル径に基づくレイノルズ数 $Re \approx 8000, 14000, 26000$) の下で初期旋回強さを変えて流れの可視化を行った後、レイノルズ数 $Re \approx 26000$ で流速および壁面圧力の測定を行った。なお、衝突噴流の場合には、いずれの測定においても、十分な旋回成分を有する状態で壁面に衝突するように、ノズル出口から衝突壁までの距離 H は 90mm ($H/d=3$) とした。

また、本研究では、ノズル出口における旋回強度(初期旋回強さ)の指標として、以下の式で定義される無次元角運動量 Ω_0 を用いた。

$$\Omega_0 = \frac{G_\theta}{G_z(d/2)} \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここで,

$$G_\theta = \int_0^{d/2} \rho r \overline{V^* W^*} \cdot 2\pi r dr, \quad G_z = \int_0^{d/2} \rho \overline{W^{*2}} \cdot 2\pi r dr$$

であり、 $\overline{V^*}$ および $\overline{W^*}$ はノズル中心を原点とする円筒座標系を用いた場合のノズル出口における周方向および軸方向の時間平均速度である。壁面噴流の場合における初期旋回強さ Ω_0 の値は、それぞれ $\Omega_0=0, 0.28, 0.48$ 、衝突噴流の場合における初期旋回強さ Ω_0 の値は、それぞれ $\Omega_0=0$ (無旋回流れ), $0.28, 0.48, 0.83$ である。また、壁面噴流の実験では下流側から見

て反時計方向の旋回流れを、一方、衝突噴流の実験では下流側から見て時計方向の旋回流れを用いた。

4. 実験結果および考察

4.1 壁面に沿う旋回流

4.1.1 流れ場の概略 流れ場の概略を把握するために、 $\Omega_0=0.48$ (強い旋回)および $\Omega_0=0.28$ (弱い旋回)における旋回中心を通る垂直面(y-z面)内および水平面(z-x面)内、あるいは旋回成分が消滅した領域ではz軸方向速度の極大値(以後、噴流中心と呼ぶこととする)を通る垂直面内および水平面内のz方向速度 \bar{w} の分布が下流方向へ変化していく様子を図2に示す。なお、図には比較のため旋回の無い壁面噴流の結果を破線で示した。

旋回のある場合、ノズル出口直後のz方向速度 \bar{w} は、ノズル軸付近に極小値、その外側に極大値を持つ旋回流特有のくぼんだ分布となる。その後、下流に進むにつれて中央部の低速流体は加速、逆に外側の高速流体は減速されて、速度分布の中央部にみられるくぼみは次第に小さくなる。そして、いずれの旋回強さの場合も $z/d=8$ 付近より下流では速度分布の中央部のくぼみは消失し、垂直面内の速度分布は壁面噴流型の速度分布を、一方、水平面内の速度分布は自由噴流型の速度分布を示すようになる。この過程で、流体は遠心力の作用を受けて外側へ輸送されるため速度分布は垂直・水平面内とも大きく外側に広がるが、壁面近傍の流体は当然、壁面により下方向(-y方向)への運動を抑制される。このため噴流は水平方向にさらに拡散し、水平方向の速度分布は垂直方向の分布に比べて大きく広がることになる。水平方向への広がり、+x側に比べ-x側において大きく、その傾向は初期旋回が強いほど顕著となる。

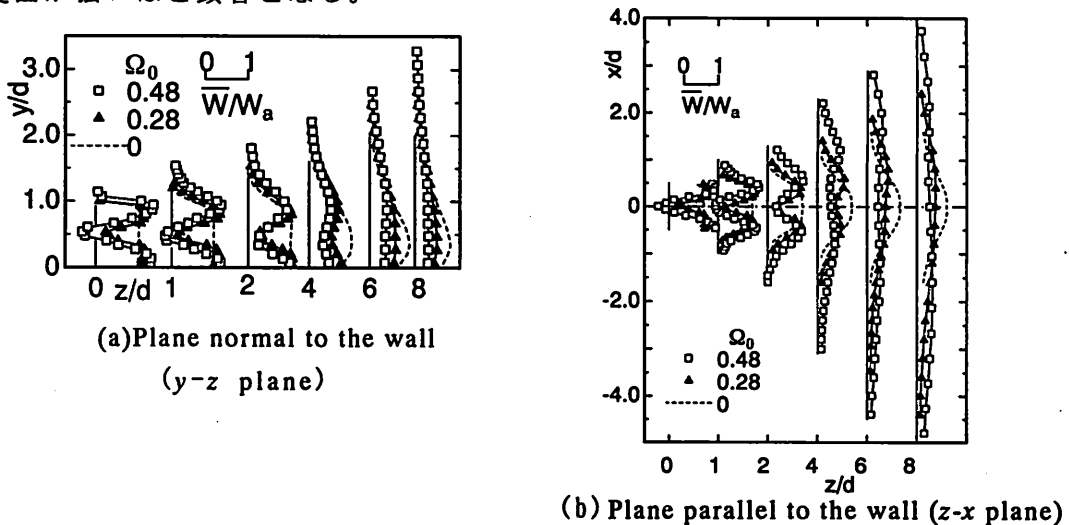


Fig.2 Distribution of z-directional velocity

$\Omega_0=0.48$ および $\Omega_0=0.28$ における壁面圧力の等値線図を図3に示す。壁面圧力は圧力係数 C_p の形で示してある。図中の一点鎖線および破線は各断面における壁面圧力の最大および最小値の位置を連ねた線である。なお、参考のため旋回の無い場合の結果も併せて示す。壁面圧力は、断面内の二次流れが壁面に衝突する付近において正の極大値を、また、二次流れが壁面から離れる付近において負の極大値を示し、その極値の大きさは旋回成分の強い上流側において大きくなる。以上の傾向は、初期旋回強さが強いほど顕著となる。このため、壁面近傍では、壁面圧力の極大値を示す一点鎖線の両側において大きな圧力勾配 $\partial p / \partial x$ が生じ、これにより噴流は大きく外側($\pm x$ 側)方向へ広がることになる。また、こ

の極大値をとる付近では下流方向への圧力勾配 $\partial p / \partial z$ は順圧力勾配となり、そこでは軸方向速度の減衰は緩やかとなる。

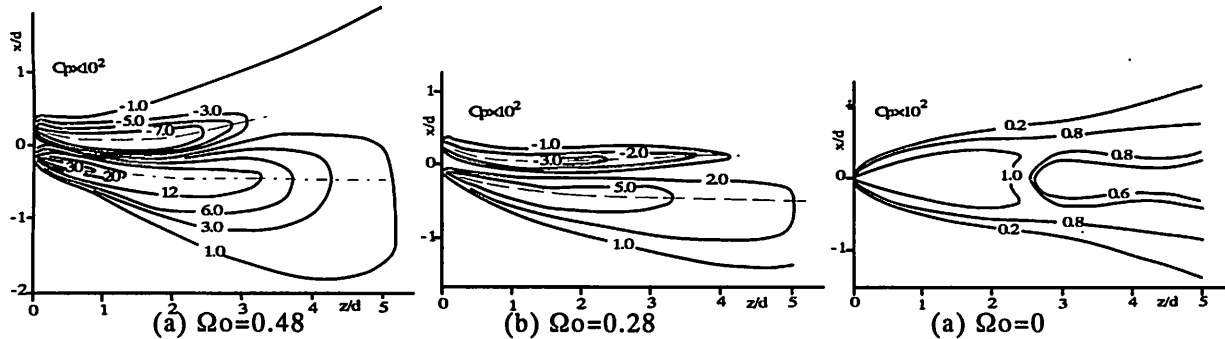


Fig.3 Contour line of wall pressure

4.1.2 噴流の諸特性量

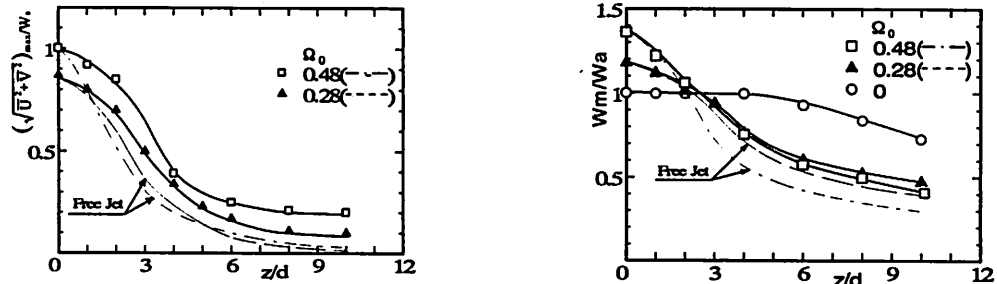
断面内の二次流れの速度の最大値 $(\sqrt{u^2 + v^2})_{\max}$ および z 方向速度の最大値 w_m の下流方向への変化を図 5 に示す。図には参考のため、壁面の無い場合の旋回噴流の結果⁽⁴⁾を一点鎖線 ($\Omega_0=0.48$) および破線 ($\Omega_0=0.28$) で示してある。壁面の無い場合、二次流れの最大値は、ノズル出口直後では初期旋回が強いほど大きい値を示すが、旋回成分による遠心力の作用も大きくなって噴流は垂直・水平方向に大きく広がるため、 $z/d=1$ 付近より下流では初期旋回が強いほどその値は逆に小さくなる。これに対し壁面に沿う場合には、壁面による下方への噴流の拡散が抑制されるとともに前述のように壁面近傍で大きな圧力勾配 $\partial p / \partial x$ が生じて水平方向への二次流れ成分が助長されるため、二次流れの最大値は壁面の無い場合に比べて減衰が小さく、かつ強い二次流れが下流まで見られることになる。この傾向は、初期旋回強度が強いほど壁面近傍の圧力勾配 $\partial p / \partial x$ が大きくなるためより顕著となる。

一方、 z 方向速度の最大値 w_m は、壁面の無い場合、ノズル出口直後では旋回が強いほど大きい値を示す。その後、噴流が大きく広がるため w_m は大きく減衰し、 $z/d=2$ 付近より下流では初期旋回強度が強いほど逆に小さい値を示すようになる。壁面に沿う場合も、同様にノズル出口直後では初期旋回が強いほど大きい値を、下流では逆に小さい値を示すが、前述のように最大壁面圧力を示す壁面近傍では圧力勾配 $\partial p / \partial z$ が順圧力勾配となり、 z 方向速度成分は減衰しにくくなるため最大値 w_m の減衰の程度は壁面の無い場合に比べて小さくなる。この傾向は、初期旋回が強いほど顕著となる。

各旋回強さの噴流が下流方向に進むにつれて垂直・水平方向へ広がる様子を、 z 方向速度の半値幅 b_w, b_x を用いて図 6 に示す。ここで各半値幅は、噴流中心を通る垂直面 ($y-z$ 面) 内および水平面 ($z-x$ 面) 内の z 方向速度の分布 (図 2) より求めた結果で、図 6 (b) の水平方向の半値幅において b_{x+} および b_{x-} はそれぞれ噴流中心より測った $+x$ 側および $-x$ 側の半値幅を表す。

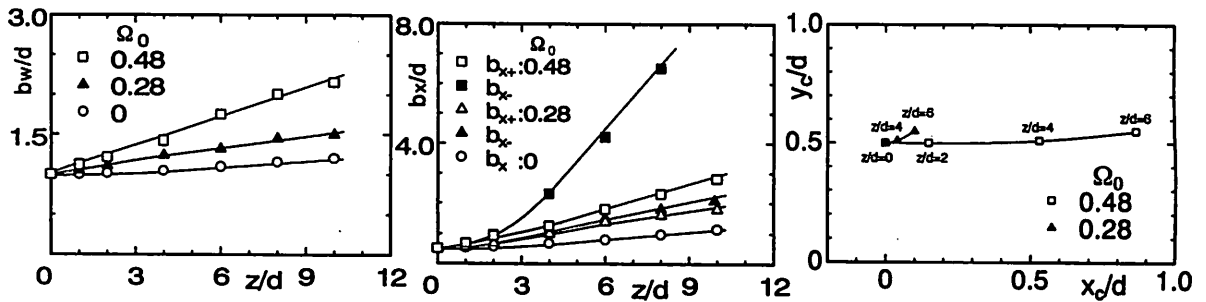
半値幅は、水平・垂直面内ともいずれの場合も単調に増加し、 $z/d=4$ 付近より下流ではほぼ一定の広がり率で広がる。その広がり率は、当然、初期旋回強度が強いほど大きくなる。また、水平面内の半値幅 b_x は、 $\pm x$ 側すなわち二次流れの上昇側と下降側でその大きさが異なり、下降側 ($-x$ 側) の半値幅 b_{x-} は上昇側 ($+x$ 側) の半値幅 b_{x+} に比べてかなり大きい値を示す。これは壁面に向かう二次流れが壁面と衝突し、一部 $-x$ 方向へ向かう流れが生じ、これにより噴流が $-x$ 方向へ大きく引き延ばされるためである。ちなみに、 $z/d=8$ における噴流の広がりについてみると、垂直方向に対しては $\Omega_0=0$ の場合に比べて $\Omega_0=0.28$ では約 1.3 倍、 $\Omega_0=0.48$ では約 1.8 倍となる。一方、水平方向に対しては、 $\Omega_0=0.28$ の場合で約 1.6 倍、 $\Omega_0=0.48$ においては約 4.4 倍となる。

旋回中心の位置 (x_c, y_c) が下流方向へ移動していく様子を図 7 に示す。旋回中心の位置は下流に進むにつれて壁面に垂直方向にはわずかに上側に、壁面と平行な方向には大きく $+x$ 方向に移動する。この旋回中心の $+x$ 方向への移動は初期旋回強さが強いほど大きく、その移動量は噴出直後よりもやや下流において大きくなる。以上の旋回中心の移動は、平面壁に境をされた半無限の領域にある 1 本の渦糸の運動から推測できる。



(a) Maximum velocity of secondary flow (b) Maximum velocity of z-directional velocity

Fig.5 Decay of maximum velocity



(a) Plane normal to the wall (b) Plane parallel to the wall Fig.7 Position of swirl center

Fig.6 Half-width

4.2 壁面に衝突する噴流

4.2.1 流れ場の概略 流れ場の概略を把握するために行った流れの可視化の一例を以下に示す。レイノルズ数 $Re \approx 8000$ の場合におけるスモークワイヤー法の結果を、可視化写真およびその模式図にて図 8 に示す。なお、図 8 (a) は $z^*/d = 0.5, 2$ の位置に壁面に平行にニクロム線を設置して、よどみ領域の流れの様子を調べた結果 ($\Omega_0 = 0.28$)、図 8 (b) は、 $z^*/d = 2.6$ の位置に置かれたニクロム線より出た煙が時間経過とともに移動する様子を調べた結果 ($\Omega_0 = 0.83$) である。また、壁面近傍の流れの様子を調べるために行った壁面トレース法の結果 ($Re = 26000$, $\Omega_0 = 0.28$) を、可視化写真およびその模式図にて図 9 に示す。図 8 (a) より、噴流中心軸付近に逆流領域が存在し、この逆流領域は壁面に近づくにつれて半径方向へ広がる様子がわかる。初期旋回強さの弱い $\Omega_0 = 0.28$ では、衝突壁が無い場合にはノズル出口付近においても逆流はみられないが⁽⁴⁾、衝突壁があるとノズル出口付近のみならず衝突壁近傍においても逆流が生じるようになる。また、図 8 (b) より、壁面近傍の逆流領域の流体は回転しながらノズル軸に向かい、ノズル軸 (z 軸) に沿って巻き上がる様子がわかる。一方、壁面トレース法の結果から、壁面上の $r > r_c$ の領域では色素が外側へ広がっていること、また $r < r_c$ の領域では色素がよどみ点付近に集まっていることがわかる。すなわち、よどみ点を原点とする半径 r_c の円上を境に流れの向きが異なり、 $r < r_c$ の領域では円の中心に、 $r > r_c$ の領域では円の外側に向かう流れとなることがわかる。

以上の可視化測定の結果から、衝突領域付近の流れの様子を模式的にて示すと図 10 のようになる。すなわち、十分に旋回成分を有する状態で噴流が壁面に衝突すると、衝突領域近傍の流れはノズル軸付近では旋回方向に回転しながらノズル軸に沿って巻き上がる流

れ、そしてその外側では旋回方向に回転しながら下流方向へ流下する流れとなる。

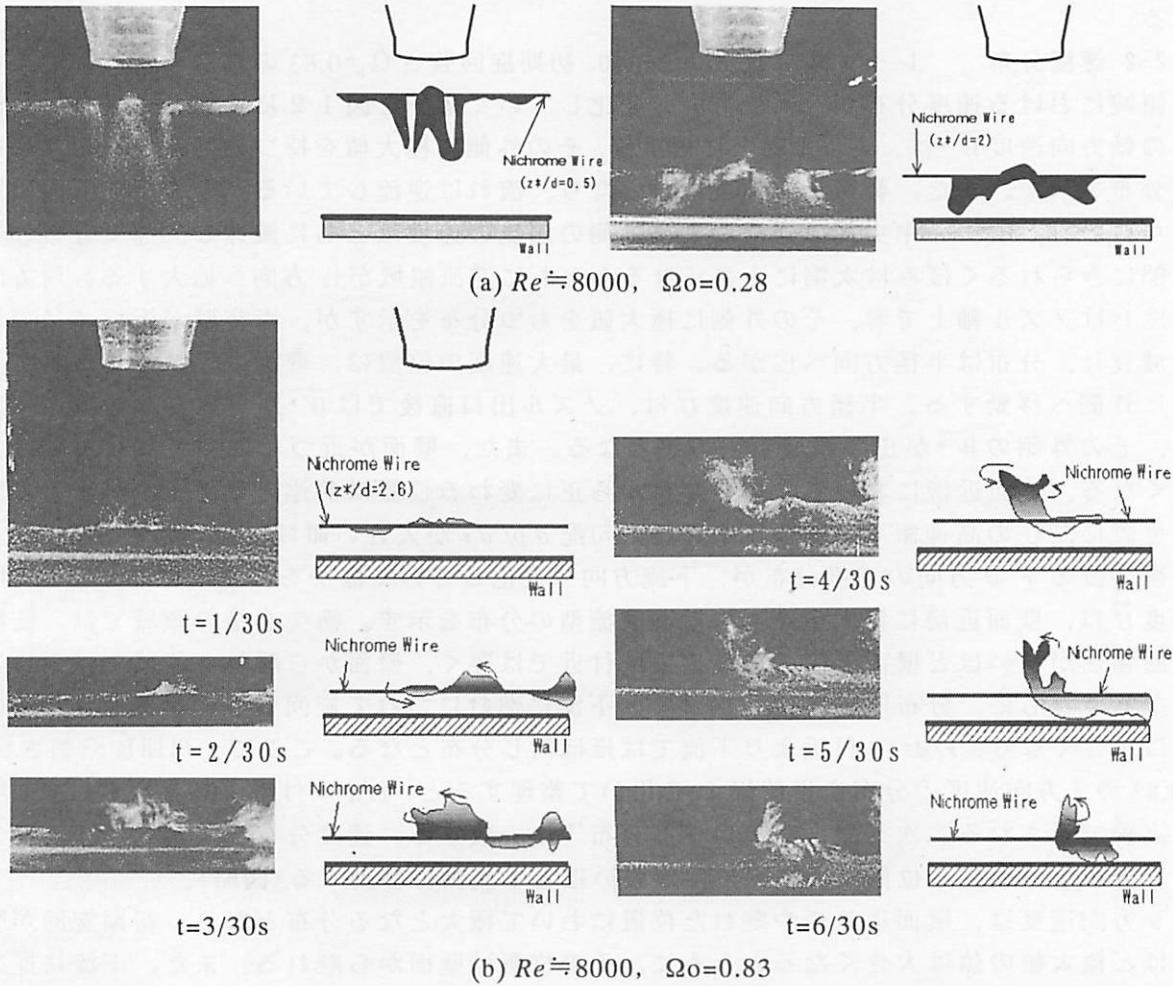


Fig.8 Photograph and schematic diagram of flow pattern (smoke-wire method)

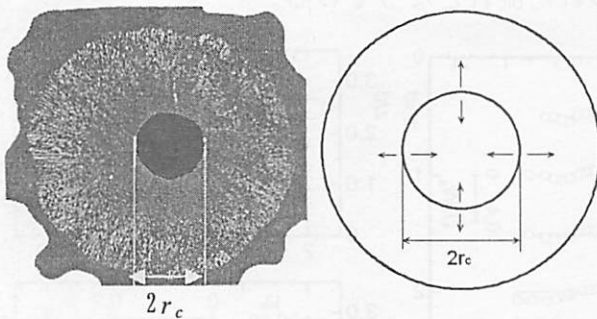


Fig.9 Photograph and schematic diagram

壁面圧力の分布を圧力係数 C_p の形で図 11 に示す。壁面圧力は、旋回のある場合よどみ点で極小値、その外側で極大値をとる分布となり、初期旋回強さが強いほどよどみ点付近では小さい値を、よどみ点から離れた領域では逆に大きな値を示す。この位置 r_p は前述の壁面上において流れの向きが変わる位置 r_c とほぼ等しい(図略)。また、圧力勾配 $\partial p / \partial r$ は $r < r_p$ の領域で負、 $r > r_p$ の領域で正となるため、前述のように $r < r_c$ の領域では円の中心に、 $r > r_c$ の領域では円の外側に向かう流

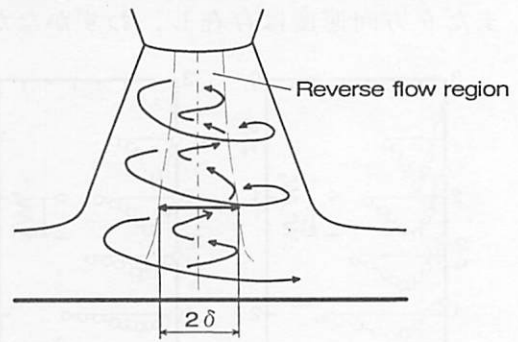


Fig.10 Schematic of flow pattern

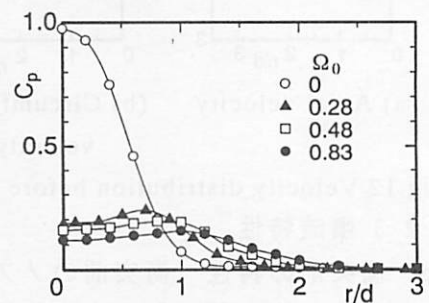


Fig.11 Wall pressure distribution ($Re \approx 26000$)

れとなる。この壁面圧力が極大となる位置 r_p は、初期旋回強さが強いほどよどみ点より離れる。

4・2・2 速度分布 レイノルズ数 $Re \approx 26000$ 、初期旋回強さ $\Omega_0 = 0.83$ の場合の衝突前のよどみ領域における速度分布が、下流方向へ変化していく様子を図 12 に示す。ノズル出口直後の軸方向速度 \bar{w}^* は、ノズル軸上に極小値、その外側に極大値を持つ旋回流特有のくぼんだ分布を示す。また、軸付近の速度は負となり、流れは逆流している。その後、壁面になづくにつれ、噴流の中央部の逆流および外側の順流の速度はともに減速し、速度分布の中央部にみられるくぼみは次第に小さくなるとともに逆流領域が $+r$ 方向へ拡大する。周方向速度 \bar{v} はノズル軸上で零、その外側に極大値をもつ分布を示すが、衝突壁が近づくにつれて減衰し、分布は半径方向へ広がる。特に、最大速度の位置は、壁面に近づくにつれて急速に外側へ移動する。半径方向速度 \bar{u} は、ノズル出口直後では \bar{w}^* が負となる逆流領域で負、その外側の \bar{w}^* が正の領域で正の値となる。また、壁面が近づくにつれて \bar{u} の値は大きくなる。壁面近傍において \bar{u} の値が負から正に変わる位置は前述の壁面圧力が極大となる位置に、 \bar{u} の高速領域は壁面圧力の圧力勾配 $\partial p / \partial r$ が大きい領域にほぼ対応する。

衝突後の r, θ 方向の速度分布が、下流方向へ変化していく様子を図 13 に示す。 r 方向速度 \bar{u} は、壁面近傍に極大値をもつ壁面噴流型の分布を示す。衝突直後の領域では、初期旋回強さが強いほど壁面近傍の最高速領域付近では遅く、壁面から離れた領域では逆に速くなるとともに、分布は z 方向に広がる。下流に進むにつれて旋回強さによる速度分布の差は小さくなり、 $r/d = 10$ 付近より下流ではほぼ同じ分布となる。ここで、初期旋回強さ $\Omega_0 = 0.83$ の r 方向速度の分布を半値幅 b_z を用いて整理すると、 $r/d = 4$ 付近より下流では、図中の実線で示される二次元壁面噴流の速度分布⁽⁸⁾に一致する。速度分布が二次元壁面噴流の速度分布と一致する位置は、初期旋回が強いほど下流側に移動する(図略)。

θ 方向速度は、壁面よりやや離れた位置において極大となる分布となり、初期旋回が強いほど極大値の値は大きくなるとともに、その位置は壁面から離れる。また、下流に進むにつれて急速に減衰するが、 $\Omega_0 = 0.48$ では $r/d = 6$ 付近、 $\Omega_0 = 0.83$ では $r/d = 8$ 付近においてもまだ θ 方向速度は存在し、わずかながらねじれた流れとなっている。

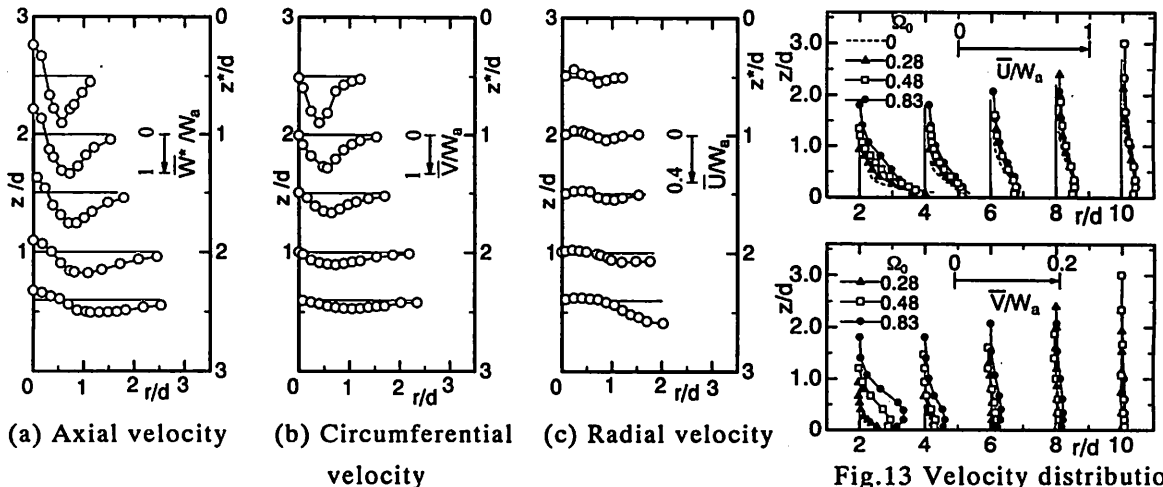


Fig.12 Velocity distribution before impingement ($\Omega_0 = 0.83$)

after impingement

4・2・3 噴流特性

(a) 衝突前の特性 衝突前のノズル軸上の軸方向速度 w_c の変化を図 14 に示す。図には参考のため、衝突壁の無い自由噴流の結果も示してある。自由噴流では、初期旋回強さが強い $\Omega_0 = 0.83$ の時、ノズル出口付近で流れは逆流している。下流に進むにつれて w_c の符号は

負から正に転じ、 $z^*/d=1.7$ 付近より下流のノズル軸上の流れは順流となる。初期旋回強さが弱い $\Omega_0=0.28$ では、 W_c は常に正となり、逆流現象はみられない。一方、衝突噴流では、いずれの旋回強さにおいてもノズル出口から衝突壁まで W_c は負となり、ノズル軸上の流れは常に逆流している。特に $\Omega_0=0.28$ の場合、自由噴流では見られなかった逆流が壁を設置することによりノズル出口から衝突壁に至る全区間で見られるようになる。

レイノルズ数 $Re \approx 26000$ について行った可視化測定の結果から衝突前の噴流幅 t および逆流領域の幅 δ を求め、プロットした結果を図 15, 16 に示す。なお、噴流幅および逆流幅は、スモークワイヤー法による流れの可視化において煙の動きを観察して求めたものでかなり大雑把な値(計測誤差約 9%)である。半径方向の噴流幅および逆流領域の幅は、当然のごとく初期旋回強さが強いほど大きくなる。また、逆流領域の幅は壁面近傍において急激に拡大し、その程度は初期旋回強さが強いほど大きい。以上の結果はレイノルズ数にはあまりよらない。

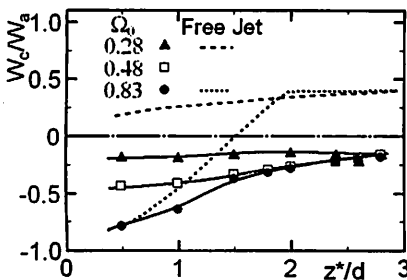


Fig.14 Variation of velocity on the nozzle axis

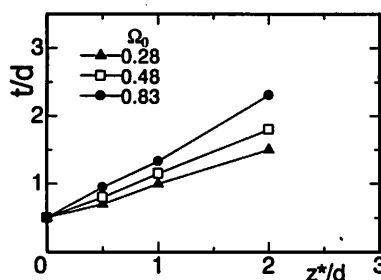


Fig. 15 Jet width before impingement

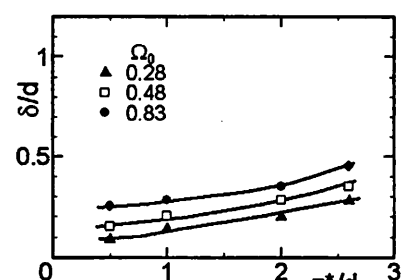


Fig.16 Width of reverse flow region ($Re \approx 26000$)

(b) 衝突後の特性 衝突後の半径方向速度 \bar{U} の最大値 U_m の下流方向への減衰の様子を、図 17 に示す。図は U_m/W_a の逆数をとって整理してある。 r 方向の流れは初期旋回が強いほどよどみ点より離れた位置($r \approx r_p$)に生じ、かつ圧力勾配 $\partial p / \partial r$ が緩やかで加速作用が小さいため衝突直後($r/d=2$ 付近)の U_m は初期旋回が強いほど小さい。下流に進むにつれて U_m は減衰するが、初期旋回強さが強いほど壁面圧力勾配 $\partial p / \partial r$ の比較的大きい領域がより下流まで及ぶため、 $r/d=2 \sim 4$ 付近における U_m の減衰の程度は小さくなる。このため、 $r/d=4$ 付近より下流の U_m は無旋回の場合を除いて初期旋回強さが強いほど逆に大きくなる。

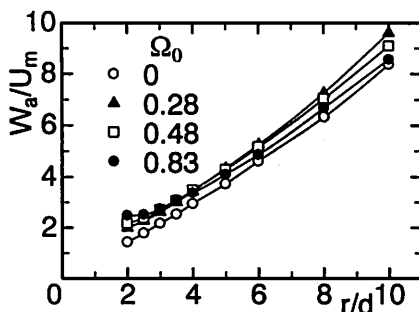


Fig.17 Decay of maximum velocity in r-direction

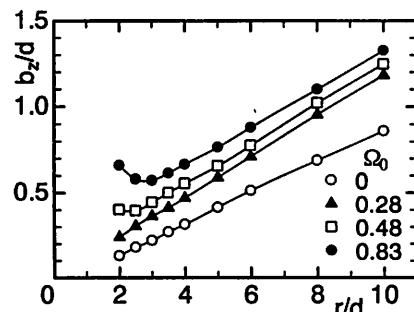


Fig.18 Half width after impingement

衝突後の噴流の壁面に垂直な方向への広がりを表す半値幅 b_z の下流方向への変化を図 18 に示す。半値幅 b_z は、初期旋回の強いほど噴流はより上流側(z^* の小さい位置)で r 方向に偏向し始めること、また衝突後は既述のようによどみ点近傍の $+r$ 方向速度が小さいことにより、 r の小さい所では初期旋回が強いほど大きい。その後、 $\Omega_0=0.83, 0.48$ では r 方向の

圧力勾配の比較的大きい領域が下流まで及び、 r 方向速度の減速がゆるやかになるため $r/d=2\sim 3$ 付近の半値幅 b_z はいったん減少するが、さらに下流では b_z は何れの場合も単調に増加する。また、後述のように、衝突後の領域では初期旋回強さが大きいほど乱れおよびレイノルズ応力が大きく乱流拡散が進むため、半値幅 b_z は初期旋回が強いほど大きくなる。

5. 結 論

壁面に沿う旋回噴流について、レイノルズ数 $Re=26000$ の下で旋回強さを $\Omega_0=0, 0.28, 0.48$ に変えて実験を行い、以下の知見を得た。

(1) 軸方向速度の分布は、ノズル出口直後の凹凸のある分布から下流に進むにつれて垂直面内では壁面噴流型の速度分布に、水平面内では自由噴流型の速度分布に移行する。また、水平方向の速度分布は垂直方向の分布に比べて大きく広がる。その広がりには二次流れの上昇側に比べて下降側で大きく、かつ初期旋回が強いほど顕著となる。

(2) 壁面圧力は、二次流れが壁面に衝突する付近において正の極大値、二次流れが壁面から離れる付近において負の極大値をとる分布を示し、その極値は旋回成分の強い上流側において初期旋回が強いほど大きくなる。

(3) 二次流れおよび z 方向速度の最大値の下流方向への減衰の程度は壁面の無い場合に比べて小さくなり、この傾向は初期旋回が強いほど顕著となる。

(4) 半値幅は、水平・垂直面内ともいずれの場合も単調に増加し、 $z/d=4$ 付近より下流ではほぼ一定の広がり率で広がる。その広がり率は当然、初期旋回強度が強いほど大きくなる。また、水平面内の半値幅 b_x は、二次流れの上昇側と下降側でその大きさが異なり、下降側の半値幅 b_{x-} は上昇側の半値幅 b_{x+} に比べてかなり大きい値を示す。

また、平面壁に垂直に衝突する旋回噴流について、ノズル出口から衝突壁までの距離 $H/d=3$ の下で、レイノルズ数 $Re=8000, 14000, 26000$ および初期旋回強さ $\Omega_0=0.83, 0.48, 0.23, 0$ に変えて流れの可視化ならびに速度および壁面圧力の測定を行い、以下の結論を得た。

(5) 旋回のある流れが壁面に衝突すると、衝突領域付近の流れはノズル軸付近では旋回方向に回転しながらノズル軸(z 軸)に沿って巻き上がる逆流の流れ、そしてその外側では旋回方向に回転しながら下流方向へ流下する流れとなる。

(6) 壁面圧力は、よどみ点で極小値、その外側で極大値をとる分布となる。また、壁面圧力が極大となる位置は、初期旋回強さが強いほどよどみ点より離れ、その位置は壁面上において流れの向きが変わる位置とほぼ等しい。

(7) 衝突直後($r/d=2$ 付近)の r 方向の最大速度 U_m は、初期旋回が強いほど小さい。その後、下流に進むにつれて最大速度 U_m は減衰するが、 $r/d=4$ 付近より下流の最大速度 U_m は無旋回の場合を除いて初期旋回強さが強いほど逆に大きくなる。

文 献

- (1) Rose, W. G., Trans. ASME, J. Appl. Mech., 29-4 (1962), 615-625.
- (2) Chigier, N. A. and Chervinsky, A., Trans. ASME, J. U. Appl. Mech., 34-2 (1967), 443-451.
- (3) 青木克巳・ほか 2 名, 機論, 51-468, B (1985), 2759-2799.
- (4) 須藤浩三・ほか 2 名, 機論, 63-609, B (1997), 132-139.
- (5) 須藤浩三・ほか 2 名, 機論, 58-546, B (1992), 379-385.
- (6) Verhoff, A., Princeton Univ. Rep., (1963) 626.