壁面に沿う旋回噴流*

檜原 秀樹^{*1}, 須藤 浩三^{*1}

Swirling Jet along a Solid Surface

Hideki HIBARA and Kouzou SUDOU

An experimental study has been carried out for an air jet with swirl discharging from a nozzle along a solid surface. Mean and fluctuating velocities are measured by rotating a probe with an inclined hot wire. Flow pattern of mean and secondary stream in cross section and distribution of Reynolds stress are shown, and physical explanations are offered for phenomena peculiar to the wall jet with swirl. The experimental results are compared with the existing ones on the air jet with swirl coming into stagnant air surroundings, and the effects of the solid surface on the jet are elucidated.

Key Words: 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、物体表面の水分やちり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せ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、その測定の大難さのためかほとんど見あたらない。

そこで本研究では、旋回噴流が固体壁に沿って噴出する場合を取り上げ、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するとともに旋回噴流の拡散に及ぼす固体壁の影響について検討した。

2. おもな記号(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 ($=30$ mm)

p_w : 壁面圧力(ゲージ圧)

$(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W})$: (x, y, z) 方向の時間平均速度

(u', v', w') : (x, y, z) 方向の変動速度

W_a : ノズル出口における z 方向速度の断面平均値 (≈ 13 m/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

Ω_0 : 初期旋回強さ(ノズル出口における無次元角運動量)

* 原稿受付 1998年5月8日。

*¹ 正員, 広島大学工学部(〒739-8527 広島市鏡山1-4-1)。
E-mail: hibara@mec.hiroshima-u.ac.jp

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。装置は、送風機、整流用固定流路、旋回流発生装置、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。送風機から送られてきた空気は、整流用固定流路を通り、旋回流発生装置に流入して所定の旋回成分を加えられた後、口径 $d=30\text{ mm}$ のノズルより水平に設置された平面壁に平行に噴出する。所定の旋回成分を発生す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、その取付角度 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〕。平面壁は滑らかな表面をもつ $1600\text{ mm} \times 2300\text{ mm}$ のアクリル板で、その前縁をノズルの先端に位置させ、平面壁の表面とノズル口の下端面が接するように設置した。また、熱線プローブは、平板の上方に設けたトラバース装置により z, x 方向には最小 1 mm 間隔で、 y 方向には最小 0.1 mm 間隔で移動させることができ、

Fig.1 Schematic diagram of experimental apparatus and Co-ordinate system

かつプローブ先端を中心として水平面内およびプローブ軸回りに回転させることができる構造となっている。

3.2 測定方法 測定は、まず $z/d=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10$ の位置において中央垂直面 ($y-z$ 面) およびノズル軸を通る水平面 ($z-x$ 面) 内の軸方向速度の分布を I 形熱線を用いて測定し、噴流の広がり状態を把握した。その後、同じ位置の断面 ($x-y$ 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、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⁾により測定した。断面内の測定は、断面を格子状に分割し、その格子点にあたる位置で行った。格子点の間隔は、各断面における測定点の数がほぼ等しくなるように、あらかじめ測定した噴流の水平・垂直方向の広がりの大きさに基づいて定めた。ここで用いた測定点の数はほぼ 250 点である。

壁面圧力の測定は、 x 方向に 5 mm 間隔、 z 方向に 15 mm 間隔で壁面上に設けた直径 0.5 mm の静圧孔を用いて行った。

なお、計測の不確かさ U_{RRS} ⁽⁶⁾ は、平均速度： $\pm 4.7\%$ 、二次相関： $\pm 5.1\%$ である。

3.3 実験条件 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 $Re \approx 26\,000$) の下で、案内羽根の角度 α を $0^\circ, 25^\circ, 40^\circ$ に変えて行った。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、

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

$$G_z = \int_0^{d/2} \rho W^{*2} \cdot 2\pi r dr$$

であり、 V^* および 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。案内羽根の角度 $\alpha = 0^\circ, 25^\circ, 40^\circ$ における Ω_0 の値は、それぞれ $\Omega_0 = 0, 0.28, 0.48$ である。また、実験では下流側から見て反時計方向の旋回流を用いた。

4. 実験結果および考察

4.1 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2には比較のため旋回のな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も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見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

(a) Vertical plane

(b) Horizontal plane

Fig. 2 Distribution of z -directional velocity

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。

$\Omega_0=0.48$ および $\Omega_0=0.28$ における壁面圧力の等直線図を図3に示す。壁面圧力は圧力係数 C_p の形で示してある。図3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、参考のため旋回のな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こう配 $\partial p/\partial x$ 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こう配 $\partial p/\partial z$ は順圧力こう配とな

Fig. 4 (1/2) Contour line of z -directional velocity and velocity vector diagram for secondary flow in cross section ($\Omega_0=0.48$)

Fig. 4 (2/2) Contour line of z directional velocity and velocity vector diagram for secondary flow in cross section ($\Omega_0=0.48$)

り、そこでは軸方向速度の減衰は緩やかとなる。

4・2 断面内の流れ 平均速度のデータを基に、各断面 (x - y 面)における z 方向速度 $\bar{W}$ の等値線図および二次流れのベクトル線図 ($\Omega_0=0.48$ の場合)を図4に示し、下流方向へ流れが変化していく過程について述べる。なお、ベクトル線図左上の矢印の長さは、その断面内の z 方向速度の最大値 W_m の大きさを表す。ベクトル線図の x 軸の下側に示した矢印は断面内の壁面圧力が最大となる位置を示す。

$z/d=0.1$ における $\bar{W}$ の等値線図は、ノズル中心付近に低速領域、その回りに高速領域をもつ同心円状の旋回流特有の分布を示す。二次流れはノズル軸付近を中心とする旋回流で、その大きさはノズル中心から外側に向かっていったん大きくなった後、噴流外部の領域では外側に向かってなだらかに減衰していく。

$z/d=1$ の $\bar{W}$ の等値線図は垂直・水平方向ともに広がるが、その分布の形状には上流と大きな違いは見られない。一方、二次流れは $x/d=-0.4$ 付近で壁面に衝突し、そこでは壁面圧力が最大となる。このため、壁面圧力が最大となる位置より $-x$ 側 ($x/d \lesssim -0.4$) の壁面近傍では圧力こう配 $\partial p/\partial x > 0$ となり、これに対応して水平外側方向 ($-x$ 方向) へ向かう二次流れが見られるようになる。

$z/d=2$ になると二次流れの旋回中心はわずかに $+x$ 方向へ移動し、壁面圧力は二次流れが壁面に衝突する $x/d=-0.5$ 付近に最大値をもつ分布となる。また、上流で見られた $-x$ 側へ向かう壁面近傍の二次流れはより明りょうになる。この二次流れにより、流体は噴流外縁部で水平外側方向へ運ばれるため、 $\bar{W}$ の等値線図は $-x$ 方向へ引き延ばされた分布となり、噴

流の裾の形状は $\pm x$ 側で異なってくる。

さらに下流の $z/d=4$ では、旋回中心はさらに $+x$ 方向へ移動し、二次流れは大きく減衰する。壁面圧力は全体的に低下するが依然として $x/d=-0.5$ 付近に最大値をもつ分布となり、この分布に対応して壁面近傍では噴流中央部から水平外側方向へ向かう二次流れが見られる。このため $\bar{W}$ の等値線図はさらに水平方向に引き延ばされた分布となる。また、前述のように、 $x/d=-0.5$ 付近の壁面圧力の極大値付近では圧力こう配 $\partial p/\partial z$ が大きな順圧力こう配となり、そこでは z 方向速度の減衰が緩やかとなるため、 $x/d=-0.5$ 付近の壁面近傍で z 方向速度の高速領域 ($\bar{W}/W_m=0.9$) が現れる。

$z/d=8$ 付近より下流では、二次流れの旋回流としての性質は消えて水平外側方向へ向かう流れとなり、 $\bar{W}$ の等値線図は緩やかに垂直・水平方向に広がる。

4・3 噴流の諸特性量 断面内の二次流れの速度の最大値 $(\sqrt{\bar{U}^2 + \bar{V}^2})_{\max}$ 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5には参考のため、壁面のない場合の旋回噴流の結果⁽⁴⁾を一点鎖 ($\Omega_0=0.48$) および破線 ($\Omega_0=0.28$) で示してある。壁面のない場合、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、壁面による下方向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こう配 $\partial p/\partial x$ が生じて水平方向への二次

(a) Maximum velocity of secondary flow

(b) Maximum velocity of z-directional velocity

Fig. 5 Decay of maximum velocity

流れ成分が助長されるため、二次流れの最大値は壁面がな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こう配 $\partial p / \partial x$ 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、壁面がない場合、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こう配 $\partial p / \partial z$ が順圧力こう配となり、 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がな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

(a) Vertical plane

(b) Horizontal plane

Fig. 6 Half width

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。その広がり率の程度は、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、 $\pm x$ 側でその大きさが異なり、 $-x$ 側の半値幅 b_{x-} は $+x$ 側の半値幅 b_{x+} に比べてかなり大きい値を示す。これは先ほどの断面内の流動状態の説明においても述べたように、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見ると、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

Fig. 7 Position of swirl center

Fig. 8 Distribution of correlation $\overline{v'w'}$ in vertical plane

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。

4・4 乱れの相関 z 方向の運動量の垂直方向 (y 方向) および水平方向 (x 方向) への拡散には、それぞれ相関 $\overline{v'w'}$ および $\overline{w'u'}$ が大きく寄与する。そこで、 $\Omega_0=0.48$ および $\Omega_0=0.28$ における噴流中心を通る垂直面 ($y-z$ 面) 内の相関 $\overline{v'w'}$ を図8に、噴流中心を通る水平面 ($z-x$ 面) 内の相関 $\overline{w'u'}$ を図9に示す。ここで、相関 $\overline{v'w'}$, $\overline{w'u'}$ の分布に大きく寄与する生成率はそれぞれ

$$P_{vw} = - \left\{ \overline{v'^2} \frac{\partial \bar{W}}{\partial y} + \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{W}}{\partial x} + \overline{w'u'} \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} \right\} \dots (2)$$

$$P_{wu} = - \left\{ \overline{u'^2} \frac{\partial \bar{W}}{\partial x} + \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{W}}{\partial y} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right\} \dots (3)$$

Fig. 9 Distribution of correlation $\overline{w'u'}$ in horizontal plane

である。

垂直面内におけるノズル出口付近の相関 $\overline{v'w'}$ は、旋回中心ではほぼ零となり、自由混合側 ($+y$ 側) では負から正に変わる領域が、壁面側では正から負に変わる領域が見られる。このため、自由混合側では旋回中心付近で $-y$ 方向に、その外側で $+y$ 方向へ、壁面側では旋回中心付近で $+y$ 方向に、壁面近傍では $-y$ 方向へ運動量は運ばれ、 z 方向速度の平均化が見られる。また、壁面側では壁面により乱れが抑制されるため相関の値は自由混合側に比べて小さく、運動量の輸送も弱い。 $z/d=6$ 付近より下流では相関 $\overline{v'w'}$ は壁面側ではほぼ零、自由混合側では正の値をとる分布となり、自由混合側では $+y$ 方向に運動量は輸送されて噴流の拡散が促進される。

水平面内におけるノズル出口付近の相関 $\overline{w'u'}$ は、旋回中心付近で零となり、 $+x$ 側では負から正へ変わる領域が、 $-x$ 側では正から負に変わる領域が存在する。したがって、噴流中心部では中心に向かって、その外側では噴流の外側に向かって z 軸方向の運動量が輸送され、 $\overline{w'u'}$ について速度の平均化作用が見られる。 $z/d=4$ 付近より下流の相関 $\overline{w'u'}$ は、 $+x$ 側で正の値、 $-x$ 側で負の値をとる分布となり、 z 方向の運動量は $\pm x$ 側とも噴流外側方向へ輸送される。ま

た, いずれの面内でも初期旋回が強いほど速度こう配 $\partial \bar{W}/\partial x, \partial \bar{W}/\partial y$ はノズル出口付近で大きく, 下流では噴流が大きく広がるため逆に小さくなる. この結果, 生成率 P_{vw}, P_{wu} は, 初期旋回が強いほどノズル出口付近で大きく, 下流では逆に小さくなる. これに対応して相関 $\overline{v'w'}, \overline{w'u'}$ の値は, 初期旋回が強いほど上流側では大きく, 下流側では逆に小さくなる. この状況は, 噴流内の乱れのエネルギーの分布にも見ることができる.

ここで, 垂直面内の相関 $\overline{v'w'}$ と水平面内の相関 $\overline{w'u'}$ の値を比較すると, 垂直面内の相関 $\overline{v'w'}$ に比べて水平面内の相関 $\overline{w'u'}$ の値は大きく, 乱流拡散の寄与は垂直方向よりも水平方向のほうが大きいことがわかる. このため, 噴流は乱流拡散によっても大きく水平方向に広がることになる.

5. 結 論

壁面に沿う旋回噴流について, レイノルズ数 $Re=26\,000$ 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な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.

(5) 相関 $\overline{v'w'}, \overline{w'u'}$ は垂直・水平面内とも初期旋回強さが強いほど上流では大きく, 逆に下流では小さくなる. すなわち, 乱流拡散の寄与は, 初期旋回強さが強いほど上流では大きく, 下流では逆に小さくなる.

(6) 垂直面内の相関 $\overline{v'w'}$ に比べて水平面内の相関 $\overline{w'u'}$ の値は大きく, 乱流拡散の寄与は垂直方向よりも水平方向のほうが大きい.

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. Appl. Mech.*, **34**-2 (1967), 443-451.
- (3) 青木克巳・ほか2名, 機論, **51**-468, B (1985), 2759-2766.
- (4) 須藤浩三・ほか2名, 機論, **63**-609, B (1997), 1620-1627.
- (5) 須藤浩三・ほか2名, 機論, **58**-546, B (1992), 379-385.
- (6) ASME (日本機械学会誌), 計測の不確かさ, (1987), 26, 丸善.