乱流境界層と円形壁面噴流の三次元混合に関する実験*

山田 広也**, 中村 育雄***
山下 新太郎***, 矢野 治久**Experiments on Three-Dimensional Mixing of
a Wall Jet with a Turbulent Boundary Layer

by Hiroya YAMADA, Ikuo NAKAMURA, Shintaro YAMASHITA, and Haruhisa YANO

Measurements are presented of the mean flow and turbulence properties of threedimensional wall jets injected from a circular nozzle located adjacent to a wall into the turbulent boundary layers, with and without or adverse pressure gradient and a quiescent fluid. The maximum velocities of the wall jets in the boundary layers decrease more slowly toward downstream than in the quiescent fluid, and also these inverse values grow not linearly with the axial distance. The half-widths in the normal and spanwise directions to the wall, L_y and L_z , are considerably small in the wall jets injected into the boundary layers in comparison with those into the quiescent fluid. The variations of the maximum turbulent intensities are discussed in connection with those of twodimensional wall jets, with and without wall flow. The patterns of the isopleths of the mean velocity and turbulent intensity are exhibited.

Key Words: Fluid Mechanics, Circular Wall Jet, Boundary Layer, Turbulence, Three-Dimensional Mixing

1. ま え が き

乱流境界層と噴流の混合は境界層制御の一つの方法として工業上の各種の実際問題と関連し重要である。また、複合乱流(Complex turbulent flows)としても興味を持たれるものである。境界層と噴流の混合には噴流を壁から垂直に境界層内に吹出すもの⁽¹⁾と、壁面にはほぼ平行に吹出すものとがある。ここで扱う流れは後者の場合である。

この流れの問題に対しては、翼の揚力制御、ガスタービン翼の膜冷却に関連した研究⁽²⁾⁻⁽⁵⁾、ディフューザのはく離防止を目的とした研究⁽⁶⁾⁽⁷⁾が主として二次元混合についてなされてきた。この二次元吹出しはスリットの工作に難点があり、円管による三次元吹出しが有効ならば、そのほうが実用的であると思われる。しかし、この場合については主として静止流体中の壁面噴流についての研究⁽⁸⁾⁻⁽¹¹⁾が行われているのみで、乱流境界層と円形壁面噴流の三次元混合を詳細に調べた例は見当たらない。

本研究は、圧力こう配のない乱流境界層中、逆圧力

こう配下の乱流境界層中、および静止流体中へ円形噴流を壁に隣接して平行に吹出し、その三次元混合過程を実験的に調べたもので、半値幅の発達、最大速度と乱れの減衰、平均速度と乱れの等値線のパターンの特徴を明らかにした。

主 な 記 号 (図1参照)

d : 噴流吹出し口の直径
 L_y, L_z : それぞれ y, z 方向の半値幅
 p : 静圧
 Re : レイノルズ数 $= U_j d / \nu$
 U : x 方向平均速度
 u : x 方向変動速度
 U_c : $y = y_m$ における噴流外の領域の平均速度
 U_e : 境界層外主流速度
 U_j : 噴流の吹出し平均速度
 U_m : 噴流の最大速度
 U_0 : $x = -125$ mm の位置での基準主流速度
 U_t : 噴流対称面における平均速度の極小値
 $U_{0.5y}$: U_m と U_t の平均値 $= (U_m + U_t) / 2$
 $U_{0.5z}$: U_m と U_c の平均値 $= (U_m + U_c) / 2$
 x, y, z : 噴流出口の平板上を原点とする座標系
 y_m : 壁面噴流の最大速度高さ
 ρ, ν : それぞれ流体の密度と動粘度

* 昭和60年11月20日 関西支部第245回講演会において講演、原稿受付 昭和60年5月24日。

** 正員、大同工業大学 (〒457 名古屋市南区大同町 2-21)。

*** 正員、名古屋大学工学部 (〒464 名古屋市千種区不老町)。

2. 実験装置と実験方法

実験に用いた風洞の測定部断面は一辺 300 mm の正方形で、主流の乱れ強さは約 0.5% である。測定平板の前縁から 10 mm 下流にトリップワイヤが取付けてある。この平板上にはほぼ一定静圧下での二次元的な境界層が発達する。本実験は乱流境界層が十分発達した位置（前縁から 1130 mm 下流、 $\delta \approx 30$ mm）で吹出しを行った。これより 80 mm 上流から圧力こう配が調整できるようにしており、基準風速 U_0 としてこの位置よりさらに 45 mm 上流の位置での主流速度を用いた。主流の圧力こう配は流路断面積を変化させることにより作られた。吹出しは図 1 に示すように内径 $d = 2.5$ mm、長さ $l = 30$ mm の円管を平板に接して取付け、円形壁面噴流を発生させた。吹出し流量は層流流量計で測定した。

実験は基準風速 U_0 を 20 m/s とし、 U_0 に対する噴流の吹出し平均速度の比（速度比） U_j/U_0 を 1, 2, 3 と 3 種類変化させて行った。対応するレイノルズ数 Re はそれぞれ約 3300, 6700, 10000 である。比較のために行った静止流体中への吹出しの実験では境界層中への吹出しの場合の $U_j/U_0 = 3$ の時と同じレイノルズ数で行った。測定はまず基本流となる吹出しのない圧力こう配零と逆圧力こう配下の二次元乱流境界層について行った。次に噴流をこの 2 種類の乱流境界層中へ吹出した場合と静止流体中へ吹出した場合につき、 $x = 27 \sim 300$ mm の 6 断面で、各断面ごとに y および z 方向に約 25 トラバースして約 900 測定点での詳細な平均・変動速度の測定を行った。測定には定温熱線風速計を用いた。なお、噴流の出口速度分布は曲り管の直管部の乱流速度分布と考えられ、 Re によりわずかに変化すると思われるが、この範囲の Re ならこれによる下流の流れ場への影響はそれほど大きくないと考えられる。

図 1 流れ場と座標系

3. 実験結果と考察

3.1 平均速度場 図 2 に吹出しを行わない場合の乱流境界層の排除厚さ δ^* 、運動量厚さ θ 、形状係数 H 、局所表面摩擦係数 $C_f = 2\tau_w/\rho U_0^2$ (τ_w : 壁面せん断応力)、および壁面の静圧係数 $C_p = 2(p - p_0)/\rho U_0^2$ (p_0 : 基準静圧) の測定結果を示す。ここで x' は圧力こう配の調整を行う位置 ($x = -80$ mm) からの距離である。図 2 には古屋・中村の運動量積分法⁽¹²⁾ による計算結果が実線と破線で示されている。図 2 の縦の二点鎖線は噴流吹出し口の位置である。逆圧力こう配の場合は、本測定範囲でその圧力こう配パラメータは $(\delta^*/\tau_w)dp/dx \approx 2.0$ 、Clauser の平衡形状係数は $G \approx 9.0$ とほぼ一定で、それほど強くない逆圧力こう配の平衡境界層となっている。なお、 C_{pi} は一次元非粘性流の理想圧力係数である。

次に吹出しを行った場合の平均速度分布の一例として、圧力こう配のない乱流境界層中への吹出しで、 $U_j/U_0 = 3$ の場合を図 3 に示す。これは $z = 0$ の対称面に

図 2 吹出しのない乱流境界層の特性値

図 3 乱流境界層中へ噴流を吹出した場合の平均速度分布 ($dp/dx = 0$, $U_j/U_0 = 3$)

における y 方向分布で図中の破線は吹出しのない境界層の速度分布である。

噴流の最大速度の変化を図4 (a)~(c)に示す。図4 (a)は $U_j/U_0=3$ の場合で、静止流体中の場合も示している。静止流体中への吹出しでは $x/d \geq 40$ の流れの発達域で $U_m \sim x^{-1}$ に従って変化している⁽⁸⁾。図4 (a)中には比較のため二次元壁面噴流の結果⁽¹⁴⁾が示されており、これは $U_m \sim x^{-1/2}$ である。最大速度の減衰に対するこの二つの関係は、それぞれ軸対称自由噴流と二次元自由噴流に対する関係と x の指数については同じになる。このように静止流体中への吹出しでは三次元的吹出しの最大速度の減衰は二次元に比べて著しく強いことがわかる。これは主としてエントレインメントの相違によると考えてよいであろう。乱流境界層中への吹出しでは静止流体中への吹出しに比べて減衰が弱く、また $U_m \sim x^{-1}$ とはならない。その変化はむしろ静止流体中への二次元吹出しの場合に近い。

図4 (b), (c)はそれぞれ $U_j/U_0=2, 1$ の場合であるが、やはり最大速度の減衰が x^{-1} に比例しないことを示している。また速度比が小さくなると逆圧力こう配の場合の減衰がより著しくなる傾向が見られる。図4 (b)には壁に設けられた二次元スリットから15°の

--- two-dim. wall jet⁽¹⁴⁾

(a) $U_j/U_0=3$ (静止流体中への吹出しの場合を含む)

--- Two-dim. injection⁽¹⁴⁾

(b) $U_j/U_0=2$

(c) $U_j/U_0=1$

○, $dp/dx=0$; △, $dp/dx>0$; ◇, quiescent

図4 最大速度の変化

角度で乱流境界層中へ吹出した場合 ($U_j/U_0=2.22$) の結果⁽¹⁾が示されており、本実験の三次元吹出しのほうが減衰が強いことがわかる。

図5は最大速度高さ y_m の下流方向変化を示したもので、静止流体中と乱流境界層中へ吹出した場合を比較したものである。静止流体中では吹出し口の直後でいったん y_m が減少し、その後緩やかに増大している。これに対し、乱流境界層中への吹出しではそのような減少は見られず、圧力こう配による差はこの場合ほとんど認められない。しかし、速度比が小さくなると逆

○, $dp/dx=0$; △, $dp/dx>0$; ◇, quiescent

図5 最大速度高さ y_m の変化

(a) 周囲の場による相違

○, $U_j/U_0=3$; △, 2; ◇, 1

(b) 速度比による変化

図6 半値幅の発達

圧力こう配のあるほうが y_m は下流でわずかに大きくなる傾向を示していた。図5において、 y_m の下流での変化は三者ともほぼ直線的で、差はわずかである。

図6(a), (b)は y 方向と z 方向の半値幅 L_y, L_z の変化を示したものである。図6(a)は静止流体中と2種類の乱流境界層中への吹出しの比較である。静止流体中へ吹出しの場合、 L_y, L_z とも $x/d \geq 40$ で直線的増加を示しており、 L_z が L_y に比べて著しく大きい。また乱流境界層中への吹出しの場合、 L_y, L_z とも静止流体中への吹出しに比べて非常に小さく、 L_y は下流でほとんど一定値を示している。図6(b)は2種類の乱流境界層中へ吹出した場合の L_y, L_z の変化で、速度比による相違を見たものである。なお、速度比が小さくなると噴流の速度こう配が小さくなり図4(c)に示した最大速度に比べて半値幅の測定が極めて困難なため、図4(c)ほど下流までは示されていない。 L_y, L_z とも速度比の増加とともに増大しており、また L_y は速度比が小さくなると発達が抑制され、下流に向かって減少する傾向が見られる。なお、 $y_{0.5} = L_y + y_m$ の値は静止流体中および乱流境界層中のいずれの場合も二次元的吹出し⁽⁴⁾⁽¹⁴⁾の方が本実験の三次元的吹出しよりも大きな値を示していた。

図7に半値幅比 L_y/L_z の x 方向変化を示す。これは噴流のひずみ形状に対する一つのパラメータと考えてよい。 L_y/L_z の大きさは、静止流体中、圧力こう配のない乱流境界層中、逆圧力こう配下の乱流境界層中への吹出しの場合の順で大きくなっており、この順で z 方向への広がりが y 方向に対して相対的に抑制されていることになる。しかし、下流部ではこれらの周囲の場の相違による L_y/L_z の差は小さくなり、しかも $x/d \geq 100$ で半値幅比が一定になる傾向を示している。ここで扱っている三次元的な流れ場に自己保存性があるか否かを明らかにするのは容易でないが、この半値幅比が一定になると自己保存性が期待できるかもしれない⁽¹⁰⁾。なお、上流部での L_y/L_z の圧力こう配による差は、速度比 U_j/U_0 が小さいほど顕著であった。

図7 半値幅比の変化 ($U_j/U_0=3$)

図8(a), (b)は2種類の乱流境界層中へ吹出した場合の x の代表断面における等速度線図を示したものである。静止流体中への吹出しでは、Newman ら⁽⁸⁾、Davis ら⁽⁹⁾の結果と同様、等値線は z 方向に著しく引伸された形をしていた。図8に示されている乱流境界層中への吹出しの等値線は静止流体中のものに比べて z 方向の広がりが抑制されている。これは図6(a)の半値幅の変化からも推測できる。圧力こう配の影響はそれほどめいりようでないが、図7の半値幅比の変化と対応させてみると、等値線の z 方向への広がりは逆圧力こう配下のほうがより抑制されているようである。

3.2 変動速度場 乱流境界層中へ吹出した場合の噴流の対称面における変動速度 u の rms 値の y 方向分布は、ここには示さないが定性的には二次元吹出しの場合⁽⁴⁾と同様で、壁近くで鋭いピークを示し、下流に向かって減衰するものであった。図9は最大速度

(a) 乱流境界層中への吹出し ($dp/dx=0$)

(b) 乱流境界層中への吹出し ($dp/dx > 0$)

図8 等速度線図 ($U_j/U_0=3$)

高さ y_m における乱れの z 方向分布で、噴流中央部に乱れの低い領域があり、その両側で高い値となっている。このような特徴は一般の噴流の場合と全く同様である。

$U_j/U_0=3$ の場合の対称面内で y_m より外側に生ずる最大乱れの下流方向変化を図 10 に示す。図 10 には二次元壁噴流 (出口幅に基づくレイノルズ数が約 2.2×10^4) の結果⁽¹⁴⁾と壁に設けられた二次元スリットから乱流境界層中へ吹出した場合の結果⁽⁴⁾とが比較のため示してある。まず本実験の結果は静止流体中への吹出しの最大乱れが、乱流境界層中への吹出しに比べて相当大きいことを示している。また乱流境界層中への吹出しの場合は噴流吹出し口の直後で最大値を取り、直ちに減衰に向かってのに対し、静止流体中の場合は出口よりかなり下流で最大となり、その後緩やかに減衰している。また逆圧力こう配のある方がない場合より最大乱れはわずかに大きい。

静止流体中への本実験の吹出しの最大乱れは二次元の場合⁽¹⁴⁾よりかなり大きい。乱流境界層中への吹出しでは二次元の場合⁽⁴⁾の変化の傾向は本実験と類似しているが、本実験のほうが乱れははるかに大きい。一般に三次元のせん断乱流には二次元流に対して付加的

図 9 乱流境界層中の乱れの z 方向分布 ($dp/dx=0$, $U_j/U_0=3$)

— Two-dim. wall jet⁽¹⁴⁾

..... Two-dim. injection⁽⁴⁾

図 10 乱れの最大値の変化 ($U_j/U_0=3$)

なひずみ速度、したがって付加的な乱れエネルギー生成項が存在し、その結果として乱れは大きくなると考えられる。

(a) 静止流体中への吹出し

(b) 乱流境界層中への吹出し ($dp/dx=0$)

(c) 乱流境界層中への吹出し ($dp/dx > 0$)

図 11 乱れの等値線図 ($U_j/U_0=3$)

図 11 (a)~(c) は x の代表断面における乱れの等値線図である。静止流体中への吹出しの場合 [図 11 (a)] は下流で広がりが著しく大きいため、図は下流に向かって順次縮小してある。この場合の乱れの等値線は下流にいくに従って z 方向に大きく引伸されるのに対し、乱流境界層中への吹出しでは広がりが抑制されている。図中の●印は y_m の位置を示しており、この付近に乱れの低い部分がある。

4. あ と が き

圧力こう配のない乱流境界層中、逆圧力こう配下の乱流境界層中、および静止流体中へ円形壁面噴流を壁面に隣接して平行に吹出し、流れ場の三次元的な変化の過程を実験的に調べ、以下のような結論を得た。

(1) 乱流境界層中の円形壁面噴流では最大速度の減衰が静止流体中の場合のように x^{-1} に比例せず、減衰も弱い。また吹出しの速度比が小さくなると圧力こう配の影響を受けやすくなる。

(2) 最大速度高さ y_m は、静止流体中と乱流境界層中で吹出し口直後を除いた下流でほとんど大差ない。乱流境界層中への吹出しの半値幅 L_y , L_z は静止流体中の場合よりはるかに小さく発達域で x に比例しない。半値幅比 L_y/L_z は 3 種類の周囲の場によって大きさに差があるが、十分下流でその差は小さくなり、しかもほとんど一定になる傾向をもつ。

(3) 等速度線、等乱れ線は静止流体中の円形壁面噴流では下流にいくに従って z 方向に著しく引伸さ

れるのに対し、乱流境界層中ではその広がりが抑制される。

(4) 静止流体中および乱流境界層中のいずれの場合においても、本実験の円形噴流のほうがスリットによる二次元噴流の場合より最大乱れ強さがかなり大きい。

終わりに、本研究の遂行に当たり多くの便宜をはかって頂いた大同工業大学 田中保教授に深く感謝の意を表する。また本研究にご協力頂いた名古屋大学 楠田武広助手ならびに神田博邦技官に謝意を表する。

文 献

- (1) 例えば、佐野・平山、機論, 50-457, B (昭 59), 2041.
- (2) Cary, A.M., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 101-4 (1979), 699.
- (3) Catalano, G.D., ほか 2 名, *AIAA J.*, 18-6 (1980), 714.
- (4) Lee, L.H. and Clark, J.A., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, 102-2 (1980), 211.
- (5) 吉川・藤井、機論, 45-396, B (昭 54), 1161.
- (6) Fiedler, R.A. and Gessner, F.B., *Trans. ASME, J. Basic Eng.*, 94-3 (1972), 666.
- (7) Back, L. and Cuffel, R., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 25-6 (1982), 871.
- (8) Newman, B.G., ほか 3 名, *Aeronaut. Q.*, 23-4 (1972), 188.
- (9) Davis, M.R. and Winalto, W., *J. Fluid Mech.*, 101-1 (1980), 201.
- (10) 高曾・大橋、機論, 47-418, B (昭 56), 1002.
- (11) 岡本・八木田, 航空宇宙学会誌, 32-361 (昭 59), 50.
- (12) Kline, S.J., ほか (ed), *Proc. AFOSR-IFP-STANFORD Conf. Comput. Turbulent Boundary Layers-R68*, 1, (1969), 235.
- (13) 山田・矢野, 機論, No. 823-2 (昭 57-3), 24.
- (14) Kobayashi, R. and Fujisawa, N., *Rep. Inst. High Speed Mech., Tohoku Univ.*, 45-452 (1982), 95.