乱流噴流の挙動に及ぼす隣接壁の影響*

(第2報, 乱れのエネルギー収支)

須藤 浩三^{*1}, 高見 敏弘^{*1}, 黒田 尚紀^{*2}

Effects of Adjacent Wall on Turbulent Jets

(2nd Report, Turbulence Energy Balance)

Kouzou SUDOU, Toshihiro TAKAMI, and Naonori KURODA

Three components of velocity fluctuation have been measured in a wall jet and offset jets which are discharged from a circular nozzle placed away from a flat plate. Measurements are made by the technique of rotating a probe with an inclined hot wire. Distributions of the turbulence intensity, the Reynolds stress, and the turbulence energy are shown in the cross section of the jets. Also, the balance of turbulence energy is estimated in the central symmetric plane of the developing region by using the measured data. The results of the offset jets are compared with those of the wall jet, and wall interaction effects on the turbulence structure are discussed. Main conclusions have been derived as follows: (1) The turbulence energy in the offset jet grows and declines more rapidly than that in the wall jet. (2) The turbulence energy transfer toward the lateral direction due to the triple correlation in the offset jet is opposite to that in the wall jet near the wall. (3) In the offset jet, the new wall shear layer is brought up on the wall rather than the free shear layer of the upstream is attached to the wall. (4) The production and the dissipation of the turbulence energy keep in equilibrium on the whole even in the developing region of the offset jet, and so on.

Key Words: Jet, Turbulent Flow, Turbulence, Three-Dimensional Flow, Offset Jet, Wall Jet, Turbulence Energy Balance

1. 緒 言

前報⁽¹⁾では, 円形ノズルから平面壁に平行に流出するオフセット噴流について, ノズルと隣接壁間の距離を変えて実験を行い, 平均速度分布, 最大速度の減衰, 最大速度点の軌跡, 噴流幅の広がりなどの噴流諸特性に及ぼす隣接壁の影響について報告した。本報は, 噴流の拡散あるいは周囲流体との混合を担う乱れの強さや相互相関などに及ぼす隣接壁の影響を実験的に調べるとともに, 測定データに基づき乱れのエネルギー収支について解析したものである。

軸対称自由噴流⁽²⁾や二次元壁噴流^{(3)~(5)}については乱れの収支計算を行うことにより, 乱流構造の解明や乱流モデル⁽⁶⁾の構築のための有用な情報が多数提供されている。本研究ではオフセット噴流における自由噴流状態から壁噴流状態にいたる領域について, 乱れの収支に及ぼす隣接壁の影響を調べた。その結果, 自由せん断層および壁面せん断層の発生あるいは遷移領域の乱流構造に関するいくつかの新しい知見を得た。

2. 主 な 記 号

b_x : 最大速度点より測った中央垂直面内の半値幅

b_y : 最大速度点をよぎる水平面内の半値幅

d : 噴出口径 (=30 mm)

k : 乱れのエネルギー $= (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2$

L : 噴出口中心と壁面間の距離(オフセット距離)

(U, V, W) : (x, y, z) 方向の速度

(u', v', w') : (x, y, z) 方向の変動速度

$\overline{v'w'}, \overline{w'u'}$: $y-z$ 面内, $z-x$ 面内の相互相関

W_0 : 噴出口の一様速度 (=35 m/s)

図1 座標系

* 平成元年11月8日 流体工学部門講演会において講演, 原稿受付 平成元年5月1日。

^{*1} 正員, 広島大学工学部 (〒724 東広島市西条町下見)。

^{*2} タイガー魔法瓶 (〒571 門真市速見町1033)。

W_m : 断面 (x - y 面) 内の最大速度

(x, y, z) : 壁面上に設けた座標系

x_m : 最大速度点の位置

x^* : 最大速度点より測った垂直距離 $= x - x_m$

添字

$\bar{\quad}$: 時間平均値, 変動値を表す

3. 実験装置および方法

実験装置は前報⁽¹⁾と同じであるので, ここでは計測装置および実験方法について説明する。

測定には単一傾斜形熱線を用い, 熱線プローブを回転させることにより 3 軸方向の速度変動を測定した⁽⁷⁾。実験条件は噴出速度 $W_0=35$ m/s, レイノルズ数 $W_0 \cdot d/\nu=70\,000$ である。

表 1 計測の不確かさ

	Sc	Sa	Sr	S	U_{RSS}
Mean Velocity	± 0.029	± 0.23	± 1.29	± 1.31	± 2.64
2nd Correlation	± 0.029	± 0.89	± 1.44	± 1.69	± 3.40
3rd Correlation	± 0.029	± 1.33	± 3.62	± 3.85	± 7.72
4th Correlation	± 0.029	± 1.77	± 1.06	± 2.06	± 4.14

(%)

図 2 垂直面内の rms 値 ($L/d=1.5$)

断面 (x - y 面) 内の測定は時間平均速度の測定と同じ位置, すなわち $L/d=0.5$ (壁噴流) の場合: $z/d=2, 5, 10, 15, 20, 30$, $L/d=1.0$ の場合: $z/d=2, 5, 15, 20, 30$, $L/d=1.5$ の場合: $z/d=2, 5, 10, 20, 30$, の同じ格子点上において行い, 乱れの強さおよび相互相関を測定した。

また本研究では, 中央垂直対称面 (x - z 面) 内の $z/d=0\sim 20$ までの領域において, 三次相関などの高次相関⁽²⁾⁽³⁾ および修正テラ仮説⁽⁸⁾に基づき乱流散逸⁽⁹⁾を測定し, その結果より乱れのエネルギー収支を解析して噴流に及ぼす隣接壁の影響を検討した。

なお, 実験は正確さを期するために 1 回のトラバース測定ごとに熱線流速計システムを JIS 制定形ピトー管により校正した。求めた計測の不確かさ⁽¹⁰⁾を表 1 に示す。表 1 の第 1 行は, S_c, S_a, S_r : 校正, データ収集, データ処理の誤差, S : 精密度, U_{RSS} : 不確かさ (二乗平方根モデル) である。

4. 結果および考察

4.1 乱れの強さと相互相関 $L/d=1.5$ のオフセ

(a) 垂直面内

(b) 水平面内

図 3 乱れの相互相関

ット噴流を例にとり、中央垂直面 (x - z 面) 内の乱れの rms 値を図 2 に示す。 z 方向の乱れ $\sqrt{w'^2}$ は、半値幅より内部 ($x^*/b_x < 1$) において極小値を持つくぼんだ分布形を示す。流れ方向への変化は、噴出口での乱れがほとんどない状態から下流に進むと全体的に大きくなり、最大速度点 ($x^*=0$) の極小値が増加してくぼみが徐々に消失していく。その後下流 ($z/d=20, 30$) に進むと、乱れは弱くなる。 x 方向の乱れ $\sqrt{u'^2}$, y 方向の乱れ $\sqrt{v'^2}$ も、上流の乱れの小さい状態から下流に進むにつれて徐々に大きくなるが、両者とも $\sqrt{w'^2}$ の約半分程度の大きさを示す。下流 ($z/d=20, 30$) の自由混合側 ($x^*>0$) では $\sqrt{u'^2}$ は $\sqrt{v'^2}$ よりもわずかに大きい値を示すが、壁面側 ($x^*<0$) では逆に $\sqrt{u'^2}$ が $\sqrt{v'^2}$ よりも小さくなる。すなわち壁面付近では、隣接壁は壁面に法線方向 (x 方向) の乱れを抑え、接線方向 (y 方向) の乱れを大きくするように作用することを示し

ている。

中央垂直面 (x - z 面) 内の相互相関 $\overline{w'u'}$ および最大速度点をよぎる水平面 (y - z 面) 内の相互相関 $\overline{v'w'}$ を図 3 に示す。垂直面内の相関 $\overline{w'u'}$ には、噴出直後 ($z/d=2$) 噴流中央部に相関がほとんど存在しない領域が見られるが、 $z/d=5$ 付近より下流では最大速度点 ($x^*=0$) 付近で符号が反転する類似の分布形を示す。下流に進むと $\overline{w'u'}/W_m^2$ の極大値は大きくなるが、壁面付近では壁面に垂直な方向の乱れ u' が抑制され、自由混合側の極大値に比べて壁面側の極大値は小さくなる。一方、水平面内の相関 $\overline{v'w'}$ は半値幅の 0.5~0.9 倍の位置に極値を持ち、噴流外端へ向かって減少する自由混合側の $\overline{w'u'}$ と類似した分布形を示す。しかし噴流外端部を見ると、下流の壁噴流状態では $\overline{w'u'}$ が $x/b_x \approx 2$ においてほぼ零となるのに対し、 $\overline{v'w'}$ は外端部 ($y/b_y > 2$) でもかなり大きく、水平面内の広がりが大きくなることと符合している。図示はし

図 4 乱れエネルギー $k/W_m^2 \times 10^2$ の等値線図 ($L/d=1.5$)

ないが、相関分布の流れ方向の変化については壁噴流 ($L/d=0.5$) との間に顕著な相違は見られない。

図4は、乱れのエネルギー k について断面内の等値線を描いたものである。 $L/d=1.5$ の場合を例にとり、断面内の乱れ状態の推移を説明する。 $z/d \leq 5$ では k の等値線は同心円状となり、最大速度点付近に乱れの弱い領域、その周りに乱れの強い領域が存在する。 $z/d=10$ では壁面の影響を受け、壁面付近で k の等値線は平坦化される。 $z/d \geq 20$ では最大速度点が壁面に近付き、それにつれて乱れの弱い領域も壁面側へ移動す

る。そして自由混合側の乱れの強い領域は最大速度領域を取り囲むように壁面近くまで広がり、壁面付近で水平方向 (y 方向) に広がる。

4.2 中央垂直面内の流れ 本研究では、オフセット噴流と壁噴流の乱流構造の相違を明らかにし、流れについての理解を深めるために、流れの対称面、すなわち中央垂直面 ($x-z$ 面) 内の流れを準二次元流れ⁽¹¹⁾とみなして、乱れのエネルギー k の収支を調べた。図5～8に中央垂直面内の流れについて測定した結果を示す。各図の上段はオフセット噴流 ($L/d=1.5$)、

図5 時間平均速度 $\bar{W}$

図6 乱れのエネルギー k

下段は壁噴流 ($L/d=0.5$) である。また、図5~8中の数値は噴出口の一樣速度 $W_0 (=35 \text{ m/s})$ を用いて無次元化した値、破線は数値零の線である。

平均速度 $\bar{W}$ の等値線図 (図5) を見ると、既述⁽¹⁾したように、オフセット噴流では最大速度の位置が $z/d \approx 7.5 (z/L \approx 5)$ を通過したあたりから徐々に壁面側へ移動し始めるのに対して、壁噴流ではあまり移動せず、 $z/d \approx 12.5 \sim 15 (z/L \approx 25 \sim 30)$ を通過したあたりからはむしろ壁面からやや離れていく。 $\bar{W}/W_0 = 0.5$ の等値線に着目すると、壁噴流では等値線の先端が $z/d \approx 18$ 付

近まで及ぶのに対して、オフセット噴流では $z/d \approx 15$ 付近までしな及ばず、速度の減衰はオフセット噴流のほうが大きい。

乱れのエネルギー k (図6) については、オフセット噴流の場合、ノズル軸上の $z/d \approx 6 \sim 10$ 付近にかけて乱れの著しく大きな領域が現れ、壁噴流の k とは大きく様相が異なっている。また、 $k/W_0^2 \times 10^2 = 1.0$ の等値線に着目すると、その先端は壁噴流では $z/d \approx 16 (z/L \approx 32)$ 付近まで達するが、オフセット噴流では $z/d \approx 12 (z/L \approx 8)$ 付近までしか伸びず、それ以後乱れのエネ

図7 相互相関 $\overline{w'u'}$

図8 三次相関和 $\overline{u'k'}$

ルギーは急激に減衰する。オフセット噴流におけるこのような乱れの成長・減衰は相互相関 $\overline{w'u'}$ (図7) についても見られ、 $z/d \approx 4 \sim 8$ にかけては壁噴流よりも大きな値を示すが、その後下流に進むにつれて減少し、壁噴流よりも小さい値になる。

相関 $\overline{u'k'}$ (図8) の等値線図は測定した三次相関の和

$$\overline{u'k'} = \frac{1}{2}(\overline{u'^3} + \overline{u'v'^2} + \overline{u'w'^2}) \quad \cdots \cdots (1)$$

を示したものである。ノズル口における相関零の領域

から延びる破線は、 $\overline{w'u'}$ の数値零を示す破線とほぼ一致し、同時にこれは最大速度の位置 $x=x_m$ とも大略一致する。三次相関和 $\overline{u'k'}$ におけるオフセット噴流と壁噴流の大きな差異は、オフセット噴流の壁面側に現れる領域が壁噴流では見られないことである。したがって壁面上の $\overline{u'k'}$ は逆符号となり、このことは乱れのエネルギー伝達方向が逆向きであることを示している。すなわち、壁噴流の壁面上では $+x$ 方向に乱れのエネルギーが伝達されるのに対して、オフセット噴流では $-x$ 方向 (壁面方向) に向かって伝達が行わ

図9 対流作用 A_k

図10 生成作用 G_k

れている。このことを乱れのエネルギー k の分布から考えると、オフセット噴流でも壁噴流でも乱れのエネルギーの大きい領域から小さい領域へ向かうエネルギーの流れが存在することを示唆している。

以上に示した乱れのエネルギー k , 相互相関 $\overline{w'u'}$ および三次相関 $\overline{u'k'}$ の測定結果より乱れに及ぼす隣接壁の影響を調べると、オフセット噴流・壁噴流のどちらの場合にも自由混合側 ($x > x_m$) に比べて壁面側 ($x < x_m$) の乱れが小さい値を示している。このことは、壁面側では壁面により乱れが抑制され、変動速度による乱流拡散が弱いことを意味している。したがって壁面側では乱流拡散による平均流の運動量低下が小さく、壁面側の平均速度は自由混合側に比べて減衰の程度が小さくなる。その結果、最大速度の位置 x_m は壁面側へ移動していくものと考えられる。

4.3 乱れのエネルギー収支 中央対称面 ($x-z$ 面) における乱れのエネルギー k に関する方程式を導くと

$$A_k + G_k + T_k + D_k = 0 \quad (2)$$

となる。ここで、各項は

$$\left. \begin{aligned} A_k &= \bar{U} \frac{\partial k}{\partial x} + \bar{W} \frac{\partial k}{\partial z} \\ G_k &= (\overline{w'^2} - \overline{u'^2}) \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} + \overline{w'u'} \left(\frac{\partial \bar{W}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right) \\ T_k &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{p'u'}}{\rho} + \overline{u'k'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\overline{p'w'}}{\rho} + \overline{w'k'} \right) \\ D_k &= \varepsilon \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

A_k : 対流作用, G_k : 生成作用, T_k : 拡散作用, D_k : 散逸作用を表す。

各項 $A_k \sim D_k$ を求めるに際しては、式(3)中の速度 $\bar{U}$ にかかわる項を省略した式を用いた。具体的には、従来の収支計算^{(2)~(5)}と同じように、中央対称面における拡散作用 T_k の積分値が零となるように測定した散逸率に一定値をかけて修正し、その後 T_k を残差として求める方法により計算した。ただし、本研究で調べた領域は、ノズル口での乱れなしの状態から乱れが著しく成長・減衰する領域を含み、かつ測定領域の下流端 $z/d=20$ ではオフセット噴流 ($L/d=1.5$) の場合まだ発達した領域 ($z/L > 25$) にいたっていないので、従来の方法のように横方向 (x 方向) への積分による収支だけでは不十分と考えられる。そこでここでは縦方向 (z 方向) にも積分を行い、平面収支の計算を行った。解析結果を図9~12に示す。図9~12中の数値は噴出速度 $W_0 (=35 \text{ m/s})$ とノズル口径 $d (=30 \times 10^{-3} \text{ m})$ を用いて無次元化した値、また正符号は損失 (Loss), 負符号は利得 (Gain) を表す。

対流作用 A_k (図9) は流れ方向のこう配 $\partial k / \partial z$ に大きく左右されて、上流では損失、下流では利得、すなわち平均流により上流から下流へ向かって乱れのエネルギーが輸送されていることを示している。しかしながら、数値の大きさは他の作用に比べて全体的に小さく、エネルギー収支における対流作用の寄与は比較的小さい。

生成作用 G_k の分布 (図10) は、全領域で平均流から乱れのエネルギーが獲得されることを示している。自

図 11 拡散作用 T_k

図 12 散逸作用 D_k

表 2 エネルギー収支の各作用 (平均値)

$x(d/W_o^3 \times 10^3)$	A_k	G_k	D_k
Offset Jet	0.06	-1.36	1.30
Wall Jet	0.17	-1.27	1.10

由混合側 ($x > x_m$) の自由せん断層での生成は、壁面側 ($x < x_m$) よりも下流まで大きく存続している。このような生成率分布の傾向は、4・2 節において指摘した乱れのエネルギーが壁面側で急速に減少することと一致する。注目すべき点は、オフセット噴流ではノズルと壁面との間に形成される自由せん断層が壁面側へ徐々に移動するが、この自由せん断層がそのまま壁面に付着するのではなく、壁面上に生成の活発な層が発生することである。そして壁面せん断層の発達にともない、壁面側の自由せん断層は徐々に消滅し、下流では壁噴流 ($L/d=0.5$) と同様な乱流構造となる。

拡散作用 T_k (図 11) について見れば、ノズル口の両端から連なる零の破線が横方向 (x 方向) のエネルギー伝達を表す $\overline{u'k'}$ (図 8) の極大値あるいは極小値を連ねた線とほぼ一致することから、三次相関和 $\overline{u'k'}$ のこう配 $\partial \overline{u'k'}/\partial x$ が T_k に大きく寄与しているものと考えることができる。この計算結果と 4・2 節で述べた $\overline{u'k'}$ がエネルギーの流れを表すということを考え合せると、乱れのエネルギー収支においても平均流の計算によく用いられるのと同様なこう配形の乱流拡散が適用できるように思われる。そこで三次相関のみによる拡散作用を求めてみると、この作用が大部分の領域で拡散作用 T_k の主要部を担っていることが示され

る。しかし、オフセット噴流の $z/d \approx 10$ 付近より下流の壁面上に現れるエネルギー損失領域は三次相関によるエネルギー伝達過程では説明することができない。したがって、乱流噴流が壁面に接触する際、文献(12)、(13)でも指摘されているように、壁面上に発生する壁面せん断層では変動圧力による拡散の寄与は無視することができない。

散逸作用 D_k (図 12) の等値線図は、壁面において $\partial \varepsilon / \partial y = 0$ を仮定して描いているため壁面上では生成 G_k の分布形とは一致しないが、自由せん断層では生成と散逸の等値線は類似した形を示し、生成と散逸の間には平衡関係が存在するように思われる。また、領域全体で見ると、オフセット噴流の散逸は壁噴流よりも大きい。このことは、オフセット噴流では平均流の運動エネルギーが乱れの生成・散逸過程を介して熱として消散される割合が大きいことを示している。したがって、オフセット噴流の速度減衰は壁噴流よりも大きくなる。

表 2 は、測定領域における各作用の領域平均値を求めた結果である。拡散作用は零となるので省略してある。前述のように、オフセット噴流のほうが生成・散逸が大きく、速度減衰が大きくなる乱流構造の存在することが示される。また、壁面の影響の大小によらず、両噴流ともおおむね生成と散逸が全体として平衡している。

5. 結 論

オフセット噴流について 3 方向の変動速度を測定

し、乱れのエネルギー収支を見積もった結果、以下の知見を得た。

(1) 壁付近では壁面に垂直な方向の乱れが抑えられ、接線方向の乱れが増加する。

(2) 乱れのエネルギーは自由混合側に比べて壁面側では小さい。オフセット噴流における乱れのエネルギーは壁噴流に比べて急激に成長・減衰する。

(3) オフセット噴流の壁付近における三次相関の和は壁噴流のそれとは逆符号を示し、乱れエネルギーの拡散も逆向きとなる。

(4) オフセット噴流では上流の自由せん断層が徐々に壁面に付着するのではなく、壁面上には壁面せん断層が発生する。

(5) オフセット噴流の壁付近における乱れのエネルギーには、変動圧力による拡散がかなり寄与する。

(6) 発達中のオフセット噴流でも、乱れエネルギーの生成と散逸が全体として平衡しているとみなすことができる。

(7) オフセット噴流の乱流散逸は壁噴流に比べて

大きい。

文 献

- (1) 本論文集 919 ページ。
- (2) Wagnanski, I. and Fiedler, H., *J. Fluid Mech.*, **38-3** (1969), 577.
- (3) Irwin, H. P. A. H., *J. Fluid Mech.*, **61-1** (1973), 33.
- (4) 大坂・ほか3名, 機論, **51-464, B** (1985), 1176.
- (5) Kobayashi, R. and Fujisawa, N., *Rep. Inst. High Speed Mech.*, Tohoku Univ., **45-352** (1982), 95.
- (6) Launder, B. E. and Rodi, W., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **15** (1983), 429.
- (7) 井上・山本, 流れの計測, **3-4** (1985), 11.
- (8) Heskestad, G., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **32-4** (1965), 721, 735.
- (9) Wyngaard, J. C. and Lumley, J. L., *J. Appl. Meteorol.*, **6-10** (1967), 952.
- (10) ASME (日本機械学会誌), 計測の不確かさ, (1987), 26.
- (11) Bradshaw, P. and Ferriss, D. H., *Aero. Res. Council, C*, P.-899 (1967).
- (12) Chandrsuda, C. and Bradshaw, P., *J. Fluid Mech.*, **110** (1981), 171.
- (13) Savill, A. M., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **19** (1987), 531.