スリットから吹出しのあるチャネル乱流の乱流構造*

佐 野 正 利^{*1}Turbulence Structure in a Turbulent Channel Flow
with Injection through a Slit

Masatoshi SANO

An experimental investigation was performed on turbulent channel flow with injection through a slit. Turbulent intensities of velocity fluctuation and Reynolds shear stress were measured in detail by a hot-wire anemometer. The statistical properties, i. e., length scales of turbulence, skewness/flatness factors and turbulent diffusions, were investigated. Turbulent intensity and Reynolds shear stress increase by injection, however, the correlation coefficient of Reynolds shear stress depends slightly on injection and is constant across the channel. The turbulent diffusions (u^2v , $-uv^2$) are negative in the near-wall region. The result reveals that the sweep event of bursting is strengthened by injection.

Key Words: Turbulence, Channel Flow, Injection, Turbulence Structure, Reynolds Shear Stress, Statistical Properties, Turbulent Diffusion

1. 結 言

壁面からの吹出しはガスタービン翼の吹出し冷却や摩擦抵抗低減のために用いられ、境界層制御の手段として顕著な効果をもつことが知られている⁽¹⁾。一様吹出しを伴う壁面乱流に対しては、これまでに多くの実験的研究がなされるとともに⁽²⁾、DNSに基づく詳細な数値解析結果も報告されており⁽³⁾、一様吹出しが速度分布や乱流の構造に及ぼす影響はかなり明らかにされていると考えられる。一方、スリットから局所的に吹出しを伴う壁面乱流に関しては、その多くが乱流境界層を研究対象としており、管内乱流に対する研究例は数少なく、多くの不明の点が残されているのが現状である。

既報において著者は、スリットから吹出しのあるチャネル乱流の時間平均量特性を調査した結果について報告した⁽⁴⁾。その結果では、かかる流れ場を支配しているパラメータは吹出し流量比であること、圧力損失は吹出し流量比にほぼ比例して増加すること、内層領域の速度分布はスリットに近い領域を除いて対数法則に従うことなどが判明した。

本報では、最初に乱流強度ならびにレイノルズ応力の測定を行い乱れの基本的特性を、ついで乱れの長さスケールなどの測定を行うことにより、乱れの統計的性質を明らかにする。また、乱流モデルの構築やモデルの検証などに対しても有用な情報を提供するものと考えることができる乱れのエネルギー収支について調査する。さらに、比較的スケールの大きい組織的構造や乱流拡散などは、速度変動のひずみ度、偏平度ならびに三重相関などと密接に関係していることが指摘されていることから⁽⁵⁾、これらの諸量の測定も行う。それらの結果より、乱れの生成や組織的構造とスリットからの吹出しとの関係について検討を加える。

2. 実験装置と測定方法

本研究で使用した実験装置は既報⁽⁴⁾で用いた装置と同一であるため、その概要のみ以下に示す。図1は試験流路の概略と座標系を示したものである。スリット部に至るまでの助走区間の長さは1500 mm、スリットより下流方向への長さは1550 mm、流路高さ h は30 mmである。スリットの幅 L については、既報の研究よりスリット幅が相違しても吹出し流量比が同一であれば流れの特性はほとんど変化しないことが確認されたために $L=10$ mmとした。座表系はスリッ

* 原稿受付 1997年10月16日。

^{*1} 正員, 千葉工業大学 (〒275-0016 習志野市津田沼2-17-1)。

Fig. 1 Flow configuration and coordinate system

Fig. 2 Turbulent intensity of u fluctuation

トからの流れ方向距離を x ，下側壁面から垂直方向への距離を y とする。また， x 方向の時間平均速度ならびに変動速度を U ， u ， y 方向のそれらを V ， v とし，スリットからの吹出し速度を V_w とする。実験は次式

$$Q = V_w L / (U_{in} \cdot h) \dots \dots \dots (1)$$

(U_{in} : 助走区間での断面平均速度)

で定義される吹出し流量比 Q を 0.067, 0.133 と 2 種類変化させた条件のもとで行われた。本実験装置を用いて乱流強度，レイノルズ応力，速度変動のひずみ度，偏平度，三重相関などの測定を行った。速度の測定にはおもに定温度形熱線流速計と I 形および X 形熱線プローブを，熱線としては直径 $5 \mu\text{m}$ ，有効長さ 1 mm のタングステン線を用いた。乱れの統計量の測定には波形処理装置とパーソナルコンピュータを使用した。この際のサンプリング周波数は 5 kHz とした。実験は U_{in} を 10 m/s として行われた。

3. 実験結果および考察

図 2 に流れ方向速度変動成分の rms 値 u_{rms} を U_{in} で無次元化して示した。スリットからの吹出しにより，流路の下壁面側(吹出し側)では乱れの増加が，流路の上壁面側では乱れの減少が観察される。上壁面側での乱れの低下は，この領域における流れの加速によるものと思われる。流れが下流に進むにつれて下壁面側の乱れは減少，上壁面側の乱れは増加して，しだいに元の対称な分布へと漸近していく。 $Q=0.067$ と 0.133 とを比較すると，流れ方向への変化の様子の定

Fig. 3 Integral values of turbulent energy

Fig. 4 Reynolds shear stress normalized with outer scales

性的傾向は変化しないものの，吹出し流量比が大きいほうが下壁面側における乱れの増加が顕著となっている。一方，上壁面側における変化の程度は比較的小さい。

図 3 は次式で定義される流れ方向の乱流エネルギーの積分値

$$\left. \begin{aligned} Tu_t &= \frac{1}{0.5h} \int_0^{0.5h} \left(\frac{\overline{u^2}}{U_{in}^2} \right) dy \\ Tu_u &= \frac{1}{0.5h} \int_{0.5h}^h \left(\frac{\overline{u^2}}{U_{in}^2} \right) dy \\ Tu_t &= Tu_t + Tu_u = \frac{1}{h} \int_0^h \left(\frac{\overline{u^2}}{U_{in}^2} \right) dy \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

の測定結果を示している。ここで， Tu_t は流路下壁面側， Tu_u は上壁面側， Tu_t は流路全域の積分値を表す。図 2 に示した結果から予想されるように，下壁面側の変化に比較して上壁面側の流れ方向変化は小さく，かつ $Q=0.067$ と 0.133 との差もあまり認められない。上壁面側の乱れの低下よりも下壁面側の乱れの増加のほうが大きいために，流路全域にわたる乱流エネルギーは吹出しにより増大することになる。

図 4 にレイノルズ応力 $-u'v'$ を U_{in} で無次元化して整理した結果を示す。レイノルズ応力は $x=70 \text{ mm}$ や 150 mm のようにスリットに近い位置の $y/h=0.2$ 付近にピークが現れる。このピークは流れが下流に進むにつれて流路中心側に拡散しながら減衰し， $x=950 \text{ mm}$ の位置ではピークは観察されなくなる。図 2~4

の結果より、スリットからの吹出しが流路下壁面側の乱れの生成を活性化させることがわかる。この効果は Q が大きいほど顕著となる。一方、流路上壁面側では特に壁面近くにおいて、流れ方向の乱流強度の測定結果以上にレイノルズ応力の減少が見られる。また、吹出し流量比の増加につれ、レイノルズ応力が零となる位置はより流路上壁面側に移動する。

図5にはレイノルズ応力の相関係数 $R_{uv}(= -\overline{uv}/u_{rms} \cdot v_{rms})$ の測定結果を示した。相関係数は乱れがそれ自身の中で丸く収まろうとする特性を示す指標であるとも指摘されている⁽⁶⁾。 $Q=0.067$ の場合には x の相違による変化はほとんど認められず、壁面近傍と流路の中心に近い領域を除いて相関係数は0.45~0.5程度の値となる。この値は発達した平行チャンネル乱流において得られている値とほぼ一致している⁽⁷⁾。 $Q=0.133$ の場合には相関係数が零となる位置が流路上側に移動する傾向が現れている。しかしながら、相関係数分布には乱流強度やレイノルズ応力に見られたほどの大きな変化は観察されない。相関係数の分布に吹出しの影響がほとんど現れないことは、スリットからの吹出しにより、流れ方向、垂直方向の乱流強度は流路下壁面側で増加、上壁面側で減少するが、これらの量の増減にみあうだけレイノルズ応力も増減することを意味している。

なお、以下に示す結果では、吹出しの影響が顕著に観察された $Q=0.133$ の結果についてのみ示すこととする。

図6には乱流エネルギー式中の発生項 $-\overline{uv} \cdot (\partial U / \partial y)$ と散逸項 ε を測定した結果を示した。なお、 ε は速度変動のエネルギー Spektral 分布に $-5/3$ 乗則の成立する波数領域が観察されたために、次式で示されるこの領域における Spektral の相似則

$$F_{uu}(k) = c \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (c=0.53) \dots\dots\dots (3)$$

をもとにして評価した⁽⁸⁾。ただし、式(3)における k は波数である。吹出しにより下壁面側では発生項、散逸項ともに増大し、上壁面側では減少している。また、

Fig. 5 Correlation coefficient of Reynolds shear stress

スリット部に近い下壁面側では、発生項の値が散逸項の値よりやや大きいものの、その他の位置では発生項と散逸項とはほぼバランスしている。したがって、乱流エネルギーの生成が散逸にほぼ等しく、局所平衡状態に近づいている。

従来から発生項と散逸項とがバランスすることが対数法則が成立するための基本条件であるとされている⁽⁹⁾。本流れ場においては、スリットに極めて近い領域を除いて、内層領域においては対数法則の成立することが明らかとなったが⁽⁴⁾、発生項と散逸項の測定からも対数法則が成立するための基本条件が満足されていることが確認されたことになる。

図7には発生項と散逸項だけでなく、対流項、散逸項も含めた乱流エネルギー式の収支を調査した結果の一例を $x=70$ mm の場合について示した。乱流エネルギー収支の式は

$$\underbrace{-U \frac{\partial k}{\partial x}}_{(1)} - \underbrace{V \frac{\partial k}{\partial y}}_{(2)} - \underbrace{\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y}}_{(3)} - \underbrace{(\overline{u^2} - \overline{v^2}) \frac{\partial U}{\partial x}}_{(4)} - \varepsilon$$

Fig. 6 Production and dissipation rate

Fig. 7 Turbulent kinetic energy budget at $x=70$ mm

$$-\frac{\partial}{\partial y} \left[\underbrace{(k + p/\rho)v}_{\text{⑤}} - \nu \frac{\partial k}{\partial y} - \nu \frac{\partial v^2}{\partial y} \right] = 0 \quad \cdots (4)$$

① Convection ② Production 1 ③ Production 2 ④ Dissipation ⑤ Diffusion

で与えられる⁽¹⁰⁾。ここで、乱流エネルギー k は $\overline{u^2}$ と $\overline{v^2}$ の測定結果に基づき次式から評価している⁽¹¹⁾。

$$k = \frac{3}{4}(\overline{u^2} + \overline{v^2}) \quad \cdots (5)$$

また、拡散項はその測定が非常に困難であることから、対流項、発生項1、発生項2および散逸項を測定した結果から、式(4)の釣合いから求めた。なお、式(4)の各項は図6と同様に U_m と h を用いて無次元化がなされている。ここで、発生項2は速度分布や乱れの分布が流れ方向に大きく変化するような場合に寄与が大きくなると指摘されている項であるが⁽¹²⁾、本測定結果では下壁面側の壁面近傍においてわずかの値を有しているにすぎず、他の項に比較して小さい。対流項については下壁面側の $y/h < 0.2$ の領域では正のかなり大きな値となり、これより流路中心側では負の値となる。拡散項は対流項と符号が反対で、ほぼ対流項と同程度の値となる。スリットに比較的近い位置では、対流項と散逸項はかなり大きな値を有する。しかしながら、それらは異符号で、かつその値がほぼ等しいために、図6に示したように発生項1と散逸項とはほぼバランスしていることになる。上壁面側では、発生項2、対流項、散逸項は非常に小さい。

図8には自己相関係数 $R(\tau)$ を積分することによって得られる積分特性距離 L_x 、Taylor の微分スケール λ ならびに Kolmogorov の散逸スケール l_ε の測定結果を示した。これらの長さスケールは次式のように定義される。

Fig. 8 Length scales of turbulence

$$\left. \begin{aligned} L_x &= U \int_0^\infty R(\tau) d\tau \\ \lambda &= (15\nu \overline{u^2}/\varepsilon)^{1/2} \\ l_\varepsilon &= (\nu^3/\varepsilon)^{1/4} \end{aligned} \right\} \quad \cdots (6)$$

なお、積分特性距離を求める際の積分の上限は、 $R(\tau)$ が零となるまでの時間とした。ここで、横軸の y^+ および y_1^+ は摩擦速度と動粘度を用いて無次元化した壁面からの距離で、 y_1 は上側壁面からの距離 ($y_1 = h - y$) を表す。流路下壁面側の測定結果に注目すると、 $x = 350$ mm や 950 mm の位置では L_x , λ , l_ε とともに壁面から離れるにつれてほぼ単調に増加している。しかしながら、スリットに近い $x = 70$ mm や 150 mm 位置では、いずれの長さスケールともに小さくなる。この傾向は $x = 70$ mm の結果において顕著に見られる。スリットからの吹出しは低波数領域からのエネルギーの寄与を減少させ、高波数領域からのエネルギーの寄与を増加させるものと考えられる。一方、流路上壁面側では $x = 70$ mm の結果において L_x および λ が他の位置での結果に比較して大きいものの、下壁面側で観察されたような大きな変化は見られない。

図9には乱れの振幅の挙動を知るために、流れ方向速度変動成分のひずみ度 S_u を測定した結果を示した。これまでの平行チャンネル乱流に対する研究からは、レイノルズ応力や乱れの生成に対して、壁面近傍では高速流体の侵入(スweep)が支配的で、壁面から離れるにつれて低速流体の噴出(イジェクション)が支配的となることが明らかとなっている⁽¹³⁾。流路下壁面側、上壁面側ともに $x = 350$ mm, 950 mm の位置におけるひずみ度の値は、壁面近傍で大きな正の値をとり、壁面から離れるにつれてだいに減少し、 $y^+(y_1^+)$ の値で約15以上の領域では正から負に変化している。これらの位置で得られた結果は、壁面のごく近傍ではスweepが、壁面から離れた領域ではイジェクションが支配的となるという従来からの研究結果と一致している。しかしながら、流路下壁面側のスリットに近い位置では、ひずみ度の値が正から負に変化する位置が流路中心側に移動し、かつその値も大きくなる傾向に

Fig. 9 Distribution of skewness factor

Fig. 10 Distribution of flatness factor

ある。この結果は、スリットからの吹出しによりスイープ運動が支配的となる領域が壁面から離れる方向に移動することを示唆している。これまでの研究では、壁面近傍のひずみ度の急激な変化はこの領域に存在する組織的構造と密接に関連していることが明らかとなっている⁽¹⁴⁾。このことから判断すると、吹出しにより壁面近くの組織的構造は吹出しのない平行チャンネル乱流と比較して大きく変化しているものと考えられる。流路上壁面側については、 $x=70$ mmの結果において $y^+=100$ 程度の領域におけるひずみ度の減少が見られる。

図10には流れ方向速度変動成分の偏平度 F_u を測定した結果を示した。流路下壁面側の偏平度の分布においてはスリットに近い壁面近傍においてその値が増加しており、速度変動の振幅の広がりが大きくなることを示している。ひずみ度や偏平度の測定結果は、下壁面側の壁面近傍におけるスイープ運動を強化することを示唆しており、レイノルズ応力や乱れの生成がスリットからの吹出しにより増加するという現象ともよく対応しているものと考えられる。

図11, 12に速度変動の三重相関 $\overline{u^2v}$ と $-\overline{uv^2}$ の測定結果を示す。なお、これら項はレイノルズ応力方程式モデルなどでモデル化が必要となり、特に複雑乱流では重要な働きをすると指摘されている項でもある⁽¹⁵⁾。流路下壁面側の $x=950$ mmの位置では、 $\overline{u^2v}$ 、 $-\overline{uv^2}$ はともに正の値となる。これらの結果は u^2 や $-uv$ の輸送には垂直方向の外向き流れ、すなわちイジェクション事象が重要であることを示している。しかしながら、吹出しの影響が強く残っている $x=70$ mm や 150 mmの壁面近くでは、 $\overline{u^2v}$ 、 $-\overline{uv^2}$ ともに負の値となる領域が存在している。これらの結果は、壁面近くでは v の内向き流れ、すなわちスイープ事象が重要になることを示していると考えられる。また、壁面から離れた領域では、 $\overline{u^2v}$ 、 $-\overline{uv^2}$ の値は $x=950$ mmの結果と比較して正の大きな値となる。したがって、吹出しにより流路下壁面側のレイノルズ応力などが増加するのは、壁面近傍ではスイープ

Fig. 11 Distribution of triple product ($\overline{u^2v}$) Fig. 12 Distribution of triple product ($-\overline{uv^2}$)

事象からの寄与が増加し、壁面から離れた領域ではイジェクション事象からの寄与が増加するためと推測される。既報で示したように、スリットからの吹出しにより流路下壁面側の壁面近傍領域では運動量が減少して時間平均速度が低下すること、ならびに壁面せん断応力も減少することが明らかとなっている⁽⁴⁾。スリットからの吹出しによりスリット部に近い壁面近傍領域では流れ方向速度変動成分のひずみ度の値が正となる領域が拡大すること、ならびに速度変動の三重相関 $\overline{u^2v}$ 、 $-\overline{uv^2}$ の値が壁面近傍では負となるという結果は、壁面近傍の運動量の減少を補うために壁面から離れた領域から高い運動量をもった高速の流体が壁面方向へ輸送され、流れを早く元の平衡な状態に回復させる作用をしていることを示しているものと考えられる。一方、流路上壁面側では $\overline{u^2v}$ は負、 $-\overline{uv^2}$ は正となり、イジェクション事象が支配的となっていることが予想される。また、その絶対値はスリットに近いほど小さくなっている。スリットからの吹出しによりスリット部下流における流量は増加することになり、流路上壁面側では順圧力こう配が発生し、強い加速流れ

となっている⁽⁴⁾。この加速流れの影響により乱れの発生が抑制が起り、イジェクションの強度が低下するものと考えられる。なお、周期的に加速と減速が発生するチャネル乱流を調査した従来の研究においても、加速領域においてはイジェクションの強度が低下することが確かめられている⁽¹⁶⁾。

4. 結 論

スリットから吹出しのあるチャネル乱流の乱流構造を実験的に調査した。本研究により得られた結論を以下に要約して示す。

(1) 乱流強度、レイノルズ応力は流路下壁面側で増加し、上壁面側で減少する。しかし、レイノルズ応力の相関係数分布には、乱流強度やレイノルズ応力に観察されたほどの変化は現れない。

(2) 流路下壁面側においては吹出しにより高波数領域からのエネルギーの寄与が増大し、エネルギー散逸が増加する。

(3) スリットに近い位置を除いて、流路の全域にわたって発生項と散逸項とはほぼバランスしている。

(4) 吹出しにより、流路下壁面側の乱れの長さスケールは減少する。

(5) 流路下壁面側の壁面近傍ではスweep事象からの寄与が増加し、壁面から離れた領域ではイジェクション事象からの寄与が増加する。一方、上壁面側ではイジェクション事象の強度が低下する。

本研究を遂行するにあたり、貴重なご助言とご援助をいただいた千葉工業大学 平山直道教授ならびに実験に協力された当時本学卒研究生 芝入裕二君、新保喜代志君に感謝する。

文 献

- (1) Bushnell, D. M. and Mcginley, C. B., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **21**(1989), 1-20.
- (2) 例えば, Moffat, R. J. and Kay, W. M., *Adv. Heat Transf.*, **16**(1984), 241-365.
- (3) Sumitani, Y. and Kasagi, N., *AIAA J.*, **33**-7(1995), 1220-1228.
- (4) 佐野正利, 機論, **63**-605, B(1997), 47-53.
- (5) 大坂英雄・望月信介・王凱建, 機論, **61**-590, B(1995), 3691-3698.
- (6) 福津家久・戸田孝史・門田章宏, 第26回乱流シンポジウム講演論文集, (1994), 250-253.
- (7) 西野耕一・笠木伸英, 機論, **56**-525, B(1990), 1338-1347.
- (8) Lawn, C. J., *J. Fluid Mech.*, **48**(1971), 477-505.
- (9) 中村育雄・大坂英雄, 工科系流体力学, (1985), 161-174, 共立出版.
- (10) Rotta, J. C. (大路通雄訳), 乱流, (1975), 118-126, 岩波書店.
- (11) 宮田勝文・石田徳保・中村育雄, 機論, **53**-488, B(1987), 1159-1166.
- (12) 佐野正利・平山直道, 機論, **50**-450, B(1984), 520-529.
- (13) Wallace, J. M., Eckelmann, H. and Brodkey, R. S., *J. Fluid Mech.*, **54**(1972), 39-48.
- (14) Nagano, Y. and Tagawa, M., *J. Fluid Mech.*, **196**(1988), 157-185.
- (15) 原英統・小尾晋之介, 機論, **62**-600, B(1996), 2986-2993.
- (16) 佐野正利, 機論, **58**-564, B(1993), 2429-2434.