平面壁面噴流の組織構造に関する研究*
(4象限分割法による解析)大坂 英雄**, 藤井 英樹***
杉原 正浩****, 望月 信介**The Coherent Structure of a Plane Turbulent Wall Jet
(Analysis with the Four-Quadrant Method)

Hideo OSAKA, Hideki FUJII, Masahiro SUGIHARA, and Shinsuke MOCHIZUKI

Quadrant analysis has been used to investigate the events associated with the production of the Reynolds shear stress in a fully developed plane turbulent wall jet. By partitioning the stress into four quadrants, it was shown that the second and the fourth quadrants were the dominant events contributing to the stress in the inner layer, whereas the first and the third quadrants dominate in the outer layer. The flow at the location where the mean velocity has a maximum value, is affected by both the inner and the outer layer structure. At the location where the Reynolds shear stress is zero, the ratio of the fractional contributions to the total Reynolds shear stress from quadrant i and the ratio of the mean periods of quadrant i are almost equal among the quadrants.

Key Words: Turbulence, Plane Wall Jet, Coherent Structure, Four-Quadrant Method

1. 緒 言

既報⁽¹⁾において、乱流平面壁面噴流の組織構造を内層では VITA 法、外層では TD 法により解析し、一対の渦対パターンの存在を推論した。また、この形象は水槽実験で観察できるパターンと類似していることを明らかにした。しかしながら、VITA 法で得られた流れ方向の変動成分の集合平均波形はバースト現象の波形⁽²⁾と似ているものの、それらと異なる事象によるものと解釈された。したがって、境界層の場合と比べ、乱れの生成に寄与する組織構造が異なり、レイノルズ応力の生成機構およびそれに果たす役割は差があるものと思われる。これらのことを調べるためには、組織構造の形象とレイノルズ応力との対応を解析することが望ましく、そのためには 4 象限分割法を利用するのが妥当であろう。これにより壁面噴流の内層と外層との相互作用過程、レイノルズ応力の値が零となる機構、外層における連行作用（エントレインメント機構）に果たす大渦構造の役割などの解明に重要な示唆を与え

ることができるものと思われる。

従来、壁面噴流の組織構造に関する研究は極めて少なく、Alcaraz ら⁽³⁾による曲壁上の壁面噴流、中川ら⁽⁴⁾、辻ら⁽⁵⁾による水槽実験における可視化、大坂ら⁽⁶⁾⁽⁷⁾による平面壁面噴流の条件付平均構造を調べたものがあるにすぎない。それゆえ、乱れの生成機構と組織渦構造との関係、一対の渦対パターンとレイノルズ応力の寄与が重要となる領域との対応などを明らかにすることは意義あるものと思われる。

そこで本報告では、既報⁽¹⁾と同一の条件下において、4 象限分割法⁽⁸⁾を用いて乱流平面壁面噴流の組織構造を明らかにすることを試みる。

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置および条件 用いた風洞、吹出しノズル部寸法（幅 400 mm、高さ $s_i = 10$ mm）、測定平板は既報⁽¹⁾と同一である。測定位置は流れ方向距離 $x = 1500$ mm ($x/s_i = 150$) で、実験条件はノズル出口レイノルズ数 $Re = U_0 \cdot s_i / \nu = 1.7 \times 10^4$ (U_0 はノズル出口流速、 ν は動粘度) 一定で行った。この時、内層厚さ $b_m = 18$ mm、半値幅 $b_2 = 120$ mm、最大流速値 $U_m/U_0 = 0.30$ である。

測定および信号処理は 4 象限分割法による解析を除

* 昭和 61 年 10 月 6 日 第 64 期全国大会講演会において講演、原稿受付 昭和 61 年 3 月 24 日。

** 正員、山口大学工学部 (〒755 宇部市常盤台)。

*** 准員、マツダ(株) (〒730-91 広島市外府中町)。

**** 学生員、山口大学工学部。

き既報⁽¹⁾と同一であるので省略する。

2.2 4象限分割法 本解析法は瞬時のレイノルズ応力 uv 成分を u - v 平面上の四つの象限に分割し、各象限からのレイノルズ応力に寄与する割合をホールサイズ H [定義は式(2)参照] に対して求める方法で、Lu-Willmarth⁽⁶⁾により開発された。各象限における瞬時のレイノルズ応力の集合平均値 $-(\overline{uv})_i(H)$ の時間平均レイノルズ応力の絶対値 $|\overline{uv}|$ との比を寄与率と定義すると、これは下式により表される。

$$\frac{-(\overline{uv})_i(H)}{|\overline{uv}|} = -\frac{1}{|\overline{uv}|} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T uv(t) S_i(t, H) dt \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、間欠関数 $S_i(t, H)$ は

$$S_i(t, H) = \begin{cases} 1 : |uv(t)| > Hu_{rms} v_{rms} \text{ のとき} \\ 0 : \text{その他} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2)$$

である。本方法によると、レイノルズ応力に対し $Hu_{rms} v_{rms}$ 以上の振幅の変動の i ($i=1 \sim 4$) 象限からの寄与の割合が明らかとなる。なお rms は実効値を示す。 uv 平面内の四つの象限の各々は境界層の場合バースト事象に対比させ、1象限 ($i=1, u > 0, v > 0$) は外向き相互作用過程、2象限 ($i=2, u < 0, v > 0$) はエジェクション過程、3象限 ($i=3, u < 0, v < 0$) は内向き相互作用過程、4象限 ($i=4, u > 0, v < 0$) はスweep過程と呼ばれている。しかし、壁面噴流の場合既報⁽¹⁾で述べたように境界層の組織構造とは異なるため、このような呼び方は適当ではない。また、各象限の占める時間の全時間に対する時間寄与の割合を間欠係数 $\gamma_i(H)$ と呼び、下式で定義する。

$$\gamma_i = \frac{\sum_{j=1}^N S_i(t_j, H)}{N}, (N \text{ は全サンプル数}) \quad \dots\dots (3)$$

このほか、各象限の事象の平均発生周波数 $f_i(H)$ および各象限からの事象が持続する時間を表す平均継続

時間 $T_i(H)$ を用いて結果を整理した。集合平均波形の表示は、各象限についてホールサイズを超した時刻の中間を検出基準時刻とし、この時刻から ± 50 ms の範囲内を対象とした。

3. 結果 および 考察

3.1 レイノルズ応力への寄与 ($H=0$ の場合)

壁面噴流全域に対する寄与率 $-(\overline{uv})_i/|\overline{uv}|$ の分布を図1に示す。各象限の総和は $-\overline{uv}/|\overline{uv}|$ に等しいので、 $-\overline{uv}$ が正の領域 ($y/b_2 < 0.067$ の範囲⁽¹⁾) では1、一方それが負の領域 ($y/b_2 > 0.067$ の範囲) では-1の値となる。分布をみると、 $y/b_2 < 0.067$ の範囲では2象限と4象限の寄与率は正で、1象限と3象限の負の寄与率よりも大きな値をとる。 $y/b_2 = 0.067$ ですべての象限の寄与率は極値を示す。これは $-\overline{uv}$ の値がこの位置でほぼ零の値に近い⁽¹⁾である。ただ、各象限とも寄与率の絶対値は3程度の値を示し、各象限からの寄与は同程度であることがわかる。 $y/b_2 > 0.067$ の範囲では1象限と3象限の寄与率のほうが大きい値を示す。特に、 $y/b_2 \geq 0.4$ の範囲では2象限と4象限の寄与率はともに小さく、 $-\overline{uv}$ に対して正の寄与をなす事象が著しく減少することがわかる。以上より、内層⁽¹⁾ ($y/b_2 < 0.15$ の範囲) では壁近傍で2象限と4象限の寄与率が高いが、 y/b_2 の値の増加につれ1象限と3象限の寄与率が優勢となる。一方、外層⁽¹⁾ では常に1象限と3象限の寄与率が卓越している。

次に、間欠係数 γ_i ($H=0$ の場合) の分布を図2に示す。 $y/b_2 = 0.067$ の位置を境に γ_i の値が象限により逆転している。すなわち、 $y/b_2 < 0.067$ の範囲では2象限と4象限の占める時間寄与は1象限と3象限のそれよりも大きい⁽¹⁾のに対し、 $y/b_2 > 0.067$ の範囲ではこれらと逆の時間寄与を示す。したがって、内層では壁近傍で2象限と4象限の占める時間寄与が大きい⁽¹⁾が、 y/b_2 の値の増加につれその大きさは減少する。一方、外層では1象限と3象限の占める時間寄与が大きい。レイノ

図1 各象限からのレイノルズ応力への寄与率

図2 各象限の間欠係数

ルズ応力がほぼ零の値をとる $y/b_2=0.067$ の位置では、各象限の占める時間寄与がほぼ等しく 0.25 程度である。結局、壁面噴流でレイノルズ応力が零となる注目すべき現象は、図 1 と 2 の結果からみて、各象限からの寄与率が同程度の大きさを持ち、その時間寄与の割合が等しいためと理解される。

3.2 局所位置によるレイノルズ応力への寄与の変化 壁面噴流内の $y/b_2=0.033\sim 1.33$ の 7 箇所の位置について、各象限のレイノルズ応力に対する寄与率と間欠係数を調べてみる。図 3 は寄与率 $-(\bar{u}v)_i/|\bar{u}v|$ のホールサイズ H に対する変化を示す。寄与率は局所位置、象限によらず、 H の増加に対し単調に減少する傾向を示す。 $y/b_2=0.067$ における分布はすべての象限で寄与率が圧倒的に大きい。これは前述の理由による。各象限について分布の変化をみると、1 象限では局所位置の変化による寄与率の変化は比較的小さい。 $H=0$ の場合、最大流速位置の $y/b_2=0.15$ の寄与率が最も大きく 100 % を超える。内層の $y/b_2=0.033$ の寄与率も $H=0$ の場合およそ 80 % の大きい値をとる。一方、外層では乱れ強さが最大となる $y/b_2=0.67$ の位置⁽¹⁾で、 $H=0$ の場合 70 % の寄与率を示し、他の象限におけるこの位置の値と比べ最も大きい。 $y/b_2\geq 1$ の範囲は H の値によらず寄与率が高い。しかし、 $y/b_2\geq 1$ の範囲の $H>3$ の大振幅変動は 1 象限のみ存在する。2 象限は内層の $y/b_2\leq 0.15$ の範囲で寄与率が高い。壁近傍の $y/b_2=0.033$ で特に大きく、 $H=0$ の場合 120

% の寄与率を示す。これは既報⁽¹⁾で示した一对の渦対 (図 10 参照) の根幹部分に相当する上昇流の事象と対応するものと思われる。最大流速位置でも寄与率は 50 % を超えるが、 $H>3$ の大振幅変動はみられない。外層における寄与率は小さい。3 象限は $y/b_2\leq 0.33$ の範囲で寄与率が高い。特に最大流速を示す $y/b_2=0.15$ の位置で、 H によらず寄与率が最も大きく、 $H=0$ の場合 120 % の値を示す。これは一对の渦対のうち上方側および下方側の渦とも、周囲の低速の流体を巻き込んでこの最大流速位置まで輸送することによるものと推論でき、壁面噴流の内層と外層との相互作用の存在を示唆する。 $y/b_2=0.67$ では $H=0$ の寄与率が 65 % を示すが、 $H>3$ の大振幅変動はみられない。このように 1 象限と 3 象限の結果から、最大乱れ強さを示す位置で必ずしも寄与率が最も大きくないことは興味深い。ただ、この位置で一对の渦対による上昇流の領域 (1 象限の寄与) と周囲の静止流体を巻き込む上方側の渦 (3 象限の寄与) による寄与率が比較的大きいことは、既報⁽¹⁾でふれたように乱れの生成に対し一对の渦対構造が重要な役割を果たすことを示すものである。4 象限はすべての y/b_2 の位置で 2 象限と同様の傾向を示すが、寄与率の値はわずかに大きい。このように壁近傍では 2 象限と 4 象限との寄与が最も大きく、最大流速位置より上方 (外層) では 1 象限と 3 象限の寄与が大きい。

図 4 は間欠係数 γ_i のホールサイズ H に対する変化

図 3 局所位置における各象限からのレイノルズ応力への寄与率

を示す。間欠係数は局所位置、象限によらず、 H の増加に対し単調に減少する傾向を示している。レイノルズ応力がほぼ零の値を示した $y/b_2=0.067$ における分布は寄与率の分布と同様、すべての象限でほぼ同様の分布傾向をとっている。したがって、壁面噴流においてレイノルズ応力 $-\overline{uv}=0$ となるのは、すべての象限からの寄与率が等しく、かつ時間寄与の割合が等しいために生じたことがわかる。このため既報⁽¹⁾の図3で示したように、この位置でレイノルズ応力がほぼ零となるにもかかわらず、乱れ強さがかなり大きな値をとることが理解できる。各象限についてみると、1象限では $H=0$ の場合、 $y/b_2<0.33$ の範囲の γ_i の値が大きく20~30%の時間寄与を示す。またその範囲では、 H の増加に対し γ_i の値が比較的早く減少する。一方、 $y/b_2\geq 1$ の範囲の γ_i は H の増加に対しゆるやかに変化している。2象限はやはり $y/b_2\leq 0.33$ の範囲で γ_i の値が大きく、特に壁近くの $y/b_2=0.033$ の場合最も大きい分布を示す。 $H\geq 3$ の大振幅変動は壁面噴流のすべての位置でほぼ零の値を示し、寄与率の分布と同様の傾向をとっている。3象限では、 $H=0$ の場合の γ_i の値がいずれの y/b_2 の高さ位置でも、他象限のものと比べ大きい。また、 $y/b_2\geq 0.67$ の範囲の γ_i の値は $H=0$ の場合かなり大きく、振幅の小さい変動が生じている時間寄与の割合が大きい。これは一対の渦対構造の上方側の渦によるエントレインメントの挙動によるものと思われ、それは最大流速位置の $y/b_2=0.15$ の範囲まで影響を及ぼしているようである。この象限も $H\geq 3$ の大振幅変動の時間寄与はほぼ零である。4象限ではすべての y/b_2 の位置で2象限と同様の傾向をとっており、寄与率の分布傾向と等しい。このように、おおまかにみれば内層では2象限と4象限の γ_i の値が大きく、一方最大流速位置より上方の外層で1象限と3象限の γ_i の値が大きい。

したがって、寄与率と γ_i の分布からみて、既報⁽¹⁾で

推論した一対の渦対構造(図10参照)と照らし合わせてみると、内層では一対の渦対構造のうち根幹部分の上昇流領域(2象限)と下方側の渦の周囲流体の巻き込み(4象限)とに関連した構造が重要であり、一方外層では上昇流領域(1象限)と上方側の渦の静止流体の巻き込み(3象限)とに関連した構造が重要であることがわかる。

次に各象限の平均発生周波数 f_i と平均継続時間 T_i の局所位置による変化を調べてみる。図5は無次元平均発生周波数 $b_2 f_i / U_m$ の H に対する変化を、代表として $y/b_2=0.067, 0.15, 0.67, 1$ の4箇所の位置について示す。 $H=0$ の時の各象限の発生周波数は局所位置によらずほぼ同程度である。しかし、 H の増加に対する $b_2 f_i / U_m$ の減少傾向は各象限により異なり、また局所位置による系統的な変化を示さない。すなわち、 $y/b_2\leq 0.15$ の範囲の無次元平均発生周波数はすべての象限で比較的大きいが、 $y/b_2\geq 0.67$ の範囲のそれは2象限と3象限で H の増加に対し急減少している。 $y/b_2=0.067$ の位置で強い上昇流と対応している2象限の $b_2 f_i / U_m$ の値は、 $H=2$ の場合およそ0.4の値である。これはバースト現象と関連した乱流境界層の場合⁽⁹⁾の $\delta^* f_i / U_1 = 0.1$ (δ^* は排除厚さ、 U_1 は主流速度)、チャンネル流の場合⁽¹⁰⁾の $b f_i / U_{cl} = 0.3$ (b はチャンネル高さの半分、 U_{cl} は中心速度)と比べ大きい。

図6は無次元平均継続時間 $U_m T_i / b_2$ の H に対する変化を図5と同様、 y/b_2 の代表4箇所の位置について示す。 $H=0$ の時の $U_m T_i / b_2$ の値は外層におけるほうが大きく、また外層におけるその値は1象限と3象限の場合が2象限と4象限の場合より大きい。一方、内層における $H=0$ の時の $U_m T_i / b_2$ の値は、象限によらずほぼ同一である。 H の増加に対する $U_m T_i / b_2$ の減少傾向は各象限により異なり、また局所位置によっても異なる。すなわち、 $y/b_2\leq 0.15$ の範囲の無次元平均継続時間はすべての象限で、 H の変化に対し比較的ゆるや

図4 各象限の間欠係数

かな減少傾向を示すが、 $y/b_2 \geq 0.67$ の範囲のそれは 2 象限と 3 象限で H の増加に対し急減少している。次に、レイノルズ応力の生成に最も寄与する一対の渦の上昇領域の尺度を他の長さ尺度と比較してみる。内層の $y/b_2=0.067$ の $H=2$ の時の T_i を用いて $T_i U/b_2$ (U は局所流速) の値を求めると 2 象限ではおよそ 0.022 の値となる。この値はこの位置でのテイラーの微分尺度 $\lambda=0.027b_2$ と同程度である。また、コルモゴロフの散逸尺度 $L_e=0.001b_2$ と比べ、この値はおよそ 20 倍である。外層の $y/b_2=1$ の $H=2$ の時の T_i を用いると、1 象限では $T_i U/b_2 \approx 0.020$ であり、この値はこの位置の $\lambda/b_2 \approx 0.035$ の約 0.6 倍、 $L_e/b_2 \approx 0.00125$ の約 16 倍である。

図 5 局所位置における各象限の平均発生周波数 (記号は図 3 に同じ)

3.3 変動速度およびレイノルズ応力のパターン

$H=2$ の振幅以上の変動からの寄与に注目し、各象限について変動速度の u, v 成分と瞬時レイノルズ応力 uv 成分の集合平均パターンを調べてみる。集合平均に用いた事象数は局所位置によらず、およそ 40 事象である。図 7 は代表として $y/b_2=0.067, 0.15$ および 1 の 3 箇所の位置について結果を示す。 u および v 成分はそれぞれ局所位置の u_{rms}, v_{rms} で、一方 uv 成分は $u_{rms}v_{rms}$ で無次元化している。まずレイノルズ応力 $-\overline{uv} \approx 0$ の $y/b_2=0.067$ の位置についてみると、すべての象限で $\bar{u}$ 成分のピークは $\bar{v}$ 成分のピークより幅が広い。この傾向は境界層流でもみられる⁽⁹⁾。 $\bar{v}$ 成分のピーク値の 1/2 をとる時間幅 (以後半値期間と呼ぶ) は、2 象限で $u^2 t^* / \nu = 15.3$ (u_r は摩擦速度、 t^* は半値

図 6 局所位置における各象限の平均継続時間 (記号は図 3 に同じ)

図 7 u, v および uv 成分の集合平均パターン

期間)であり、 $\bar{u}$ のその約 1/6 である。チャネル流の場合、この比の値は約 1/2 と報告⁽¹⁰⁾されている。2 象限と 4 象限では $\bar{u}$ 成分の分布は、 $t=0$ 軸に対し著しく非対称であるが、チャネル流では 1 象限と 3 象限とが非対称分布となることが報告⁽¹⁰⁾されている。本流れ場ではこの $\bar{u}$ 成分の非対称性は一對の渦対構造の根幹部分および下方側の渦の巻き込みに関連した現象である。 $\bar{w}$ 成分の分布をみると、いずれの象限でもそのピーク値は $2u_{rms}v_{rms}$ より大きい。2 象限で $\bar{w}$ ピークの半値期間は $u^2t^*/\nu=16.5$ であり、既報⁽¹⁾の VITA 法で得られた結果の 24.7 のおよそ 2/3 である。最大流速位置の $y/b_2=0.15$ の分布をみると、3 象限を除いた他の象限で $\bar{u}$, $\bar{v}$ および $\bar{w}$ 分布とも、おおまかにみて $y/b_2=0.067$ におけるそれらと傾向が一致している。これは最大流速位置は内層側における流れ構造のうち、2 象限と 4 象限からの寄与を強く受けているためと解釈できる。しかしながら、3 象限の結果が異なっていることは一對の渦対構造の上方側の渦の周囲の静止流体の巻き込みに関連する事象の影響が現れたことを示すものであり、最大流速位置は外層の流れ構造の影響も強く受けていることがわかる。したがって、従来なされてきた壁面噴流の解析において、内層と外層とに分けて議論することは組織構造の観点からみると適当ではないことが明らかである。次に外層の半値幅の位置 $y/b_2=1$ についてみると、 $H>2$ の振幅をもつ変動は 1 象限と 4 象限のみ存在する。 $\bar{u}$ 成分のピーク幅は $\bar{v}$ 成分と比べ、1 象限では同程度、4 象限ではかなり広い。1 象限の $\bar{v}$ 成分の半値期間は $u^2t^*/\nu=98$ であり、内層の結果の 6 倍以上である。4 象限では $\bar{u}$ 成分は非対称性が強い。 $\bar{w}$ 分布は 1 象限および 4 象限とも非対称なパターンを示すが、1 象限のものは一對の渦対構造の強い上昇流領域に対応し、比較的非対称性は小さい。 $\bar{w}$ ピークの半値期間は $u^2t^*/\nu=46.6$ であり、この値を用いて長さ尺度に換算すると、この

位置の積分特性距離と比べおよそ 0.5 倍の値を示す。

3.4 振幅の大きい変動事象の寄与 これまでに述べてきたことから、 $H=2$ とした場合の瞬時レイノルズ応力は象限によっては存在せず、寄与率、間欠係数に対する大振幅変動による特徴が明らかとなった。そこで次に各象限の平均発生周波数 f_i 、平均継続時間 T_i を調べ、局所位置との関係を明らかにする。

図 8 は $H=2$ の場合の無次元平均発生周波数 b_2f_i/U_m の局所位置による変化を示す。1 象限の場合、 $y/b_2 \leq 1$ の範囲で $b_2f_i/U_m \approx 1$ の一定値をとる。チャネル流の場合⁽¹⁰⁾、 $-\overline{uv}$ = 一定の領域でエジェクション過程によるこの値が一定であることが報告されている。2 象限の場合、壁近傍を除き y/b_2 の増加に対し b_2f_i/U_m の値が急減少する。3 象限の場合、 $y/b_2 \leq 0.7$ の範囲で $b_2f_i/U_m \approx 0.5$ のほぼ一定値をとる。その後、 y/b_2 の増加に対し急減少する。この 3 象限の平均発生周波数が低いのは、一對の渦対構造の上方側の渦による周囲の静止流体を巻き込むエントレインメント機構が、間欠的な大振幅変動によるものからは少ないことを意味するであろう。4 象限では壁近くから $y/b_2 \approx 0.4$ まで b_2f_i/U_m の値は減少するが、それより y/b_2 の大きい範囲では 0.25 のほぼ一定値をとる。この値は $y/b_2 \geq 1$ の範囲で 1 象限に次ぎ大きい。

図 9 は無次元平均継続時間 U_mT_i/b_2 の局所位置による変化を示す。1 象限についてみると、 y/b_2 の増加につれ U_mT_i/b_2 の値はほぼ直線的に増加している。2 象限は壁付近で他象限の値と同程度であるが、 y/b_2 の増加につれ急減少していく。内層における 2 象限と外層における 1 象限はともに一對の渦対構造の根幹部分⁽¹⁾に相当し、 $H \geq 2$ の大振幅変動の事象が壁面噴流の全領域を通じて重要な寄与をなすことが推察される。3 象限では壁付近で他象限と同程度の値をとるが、 $y/b_2=0.2 \sim 0.7$ で $U_mT_i/b_2 \approx 0.5$ の一定値をとる。しかし、その後 y/b_2 の増加につれ急減少している。これは

図 8 各象限の平均発生周波数 ($H=2$)

図 9 各象限の平均継続時間 ($H=2$)

一对の渦対構造の上方側の渦は尺度は大きい、大振幅変動による寄与は必ずしも大きくはないことを示すものであろう。4象限は $y/b_2 \leq 0.6$ の範囲でほぼ一定値をとるが、その後 y/b_2 の増加につれ $U_m T_i/b_2$ の値は増加していく。この値は $y/b_2 \geq 1$ の範囲で1象限に次ぎ大きい。

以上より、 $y/b_2 \geq 1$ の範囲で $H \geq 2$ の大振幅変動の各象限の発生周波数、継続時間とも1象限の寄与が最も大きい。これは一对の渦対構造の上昇流領域による寄与が流れ構造に対し支配的であることを意味する。

4象限の寄与が次いで大きい、これは今の所組織構造との関連は不明である。一方、 $y/b_2 < 1$ の範囲では3象限からの寄与が大きい。これは一对の渦対構造のうち、上方側と下方側の渦の下向き流れパターンが強く影響していることを意味している。

4. 結 言

平面壁面噴流の組織構造について、4象限分割法を用いて調べ、以下の点を明らかにした。

(1) 寄与率、間欠係数分布から、瞬時レイノルズ応力分布の生成と一对の渦対構造との対応を明らかにした。すなわち、内層では一对の渦対構造のうち根幹部分(2象限)と下方側の渦の周囲流体の巻き込み(4象限)とに関連した構造が重要である。一方、外層では根幹部分をなす上昇流領域(1象限)と上方側の渦の静止流体の巻き込み(3象限)とに関連した構造が重要である。

(2) 最大流速位置是一对の渦対構造と関連し、内層側の2象限と4象限からの寄与、外層側の1象限と3象限からの寄与を強く受けるため、それらの相互作用を考慮する必要がある。したがって、従来からなされてきた壁面噴流を内層、外層に分けて議論することは組織構造の観点から適当ではない。

(3) 壁面噴流において、レイノルズ応力 $-\overline{uv} \approx 0$ となる現象は、四つの象限からのそれぞれの寄与率および間欠係数分布がほぼ等しいために生じることが明らかとなった。したがって、この位置で乱れ強さがかなり大きな値をとることは理解できる。

図 10 一对の渦対構造のスケッチ

(4) 壁面噴流の代表的な局所位置における変動成分および瞬時レイノルズ応力分布の集合平均パターンの詳細を明らかにした。

なお、査読者より本結果と一对の渦対構造のイメージの把握に関するご教示をいただきました。付録に渦対構造のスケッチを図示し、適切なご助言に対し感謝致します。

付 録

図 10 は既報⁽¹⁾における結果から推論した本壁面噴流中の一对の渦対構造のスケッチである。一对の渦対のうち、壁面側に形成する渦は周囲の静止流体を下方に巻き込むような形状をなし、一方上方側のものは周囲の低速の流体を巻き込み、壁面側に輸送する形状をとる。

文 献

- (1) 大坂・ほか 3 名, 機論, 52-483, B (昭 61), 3729.
- (2) Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E., *J. Fluid Mech.*, 76-1 (1976), 89.
- (3) Alcaraz, E., ほか 2 名, *Phys. Fluids*, 20-2 (1977), 203.
- (4) 中川・ほか 3 名, 流れの可視化, 2-6 (昭 57), 629.
- (5) 辻・森川, *Nagare*, 8-3 (昭 51), 18.
- (6) 大坂・ほか 2 名, 機論, No. 855-1 (昭 60-3), 130.
- (7) 大坂・ほか 2 名, 文献(6)の 133 ページ
- (8) Lu, S. S. and Willmarth, W. W., *J. Fluid Mech.*, 60-3 (1973), 481.
- (9) Blackwelder, R. F. and Haritonidis, J. H., *J. Fluid Mech.*, 132 (1983), 87.
- (10) Alfredsson, P. H. and Johansson, A. V., *J. Fluid Mech.*, 193 (1984), 325.

討 論

〔質問〕 白 櫻 正 高〔長岡技術科学大学〕

間欠係数の決定において $H=0$ とすることは、理想的ではあるが、流れ場の除去しえない乱れおよび信号処理に用いる機器のノイズにより、非常に実現困難であることを経験している。ついては、下記の点をご教示いただければ幸いである。

(1) 図2において y を十分大きくしたときの各 γ_i の値は零に近づくのか。

(2) もしも十分外部において $\gamma_i \approx 0$ が得られている場合、外部流れを十分に静止させ、機器のノイズを除くのにどのような工夫をされたのか。

〔回答〕 (1) $H=0$ とした場合、 y が十分大きい領域では S/N 比が低く、測定が困難になると思われる。しかしながら、本研究においてはそのような領域においては測定を行っていない。したがって y を十分に大きくした時の各 γ_i の値が零に近づくか否かについては不明である。

(2) 上述の理由から、本実験においてはノイズを除くための特別な工夫は用いていない。

〔質問〕 木 谷 勝〔北海道大学工学部〕

四象限解析の結果として、壁面噴流の組織構造が渦対状のものであることを示しておられる。これは興味深い結果であるが、この構造は三次元的にはどのようなになっているのか。

〔回答〕 ご質問のように、本解析で取扱っている組織構造の三次元的形象の把握は興味ある問題である。著者らは、前報⁽¹⁾において述べた VITA 法を用いて、 z 方向分布の解析を行っているので、その結果を簡単に示していく。

付図1 VITA 法による u 変動成分集合平均波形 (z 方向分布, $y/d_2=0.067$)

付図1に $y/b_2=0.067$ (検出基準位置 $y/b_2=0.0042$, $\Delta z/b_2=0$) における、 u 変動成分の集合平均波形の z 方向分布を示す。付図1より、 $\Delta z/b_2=0$ におけるパターンに対応した波形は、少なくとも $\Delta z/b_2=0.75$ まで見られることがわかる。

しかしながら、 y/b_2 の値の増加に伴い、 $\Delta z/b_2=0$ のパターンの z 方向への対応は次第に不明りょうになる。これは、検出された個々の事象の位相差により、集合平均波形に明りょうなパターンが現れなくなることによるものと考えられる。したがって、ここで示した解析では得られた構造の三次元的形象を明確に推論するには至らなかった。