

4 象限分割法によるd形粗面境界層の組織構造の解析 (低レイノルズ数の効果)

望月信介*・大坂英雄*

Coherent Structure of a d-Type Rough Wall Boundary Layer by Means of the Four-quadrant Analysis (Low Reynolds Number Effect)

Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

Abstract

In order to investigate the low Reynolds number effect on the turbulent structure of a d-type rough wall boundary layer, fractional contribution of the stress generating motions to the Reynolds shear stress was qualitatively examined with the four-quadrant analysis. The second and fourth quadrant events (ejections and sweeps) play major role in fractional contribution and also in intermittency through the layer. In the low Reynolds number flow fields, the second quadrant has dominant contribution to the Reynolds shear stress, while the contribution from the other three quadrants are reduced. Comparison of the ratio of fractional contribution from the second quadrant to that of the fourth quadrant among three types of surface, d-type rough, k-type rough and smooth, a certain difference of the near-wall turbulent structure is found. It is expected that the difference can be explained with the dominant vortical structures. The violent ejections in the outer layer was investigated in detail. The mean frequency and conditional velocity patterns show that the violent ejections is associated with the large-scale spanwise vortical structure in the outerlayer and also the near-wall bursting phenomenon.

1. 緒 言

d形粗面境界層の乱流構造に及ぼす低レイノルズ数の効果を明らかにするため、既報⁽¹⁾において平均量及び統計量の結果に基づきVITA法による解析を実施した。その中で、低レイノルズ数の範囲においてバースト平均発生周波数が内部及び外部尺度を用いてスケーリングできないこと、 Re 数の減少によりエジェクション過程のスweep過程に対する相対的な強度が強まること等を報告した。

滑面境界層における低レイノルズ数の効果は、Coles⁽²⁾

の後流法則に従い外層における粘性表層 (Viscous Super-layer) の挙動と密接に関連するものと解釈されている⁽³⁾。そのような観点から、乱流バルジの尺度やトポロジー構造といった外層の大渦構造に関する特徴が調べられている⁽³⁾⁽⁴⁾。このような大渦構造はエントレインメント機構を通じて運動量及び乱流量輸送に直接的に寄与するほか、壁近傍のバースト現象との相互作用により乱れ生成等の力学的機構に重要な役割を果たすものと推測される⁽⁵⁾。一方、粗面壁上に発達した境界層においては、壁面摩擦抵抗の主な原因の一つと考えられる粗さ要素からの渦放出の機構において、外層の大渦構造の果たす役割に関心がもたれる。

粗面上の流れにおけるレイノルズ数の影響を調査した研究をみても、Townes⁽⁶⁾が1個の溝内渦の放出

*機械工学科

を, Bandyopadhyay⁽⁷⁾が粗さ要素形状差による放出渦パターンと渦放出周波数の変化を報告している。また, Raupach⁽⁸⁾は種々のk形粗面上の境界層において4象限分割法による解析を行い, 卓越する事象と乱流拡散機構とを対応づけてる。しかしながら, これらの研究はいずれも粗さレイノルズ数の影響に注目したものであり, バルクレイノルズ数も含めた層内全体の構造を考慮した議論はほとんどなされていない。またd形粗面境界層の乱流構造について, 直接測定から得られた壁面せん断応力に基づき平均量及び統計量を含めた一貫した詳細な調査を行っている例は著者ら^{(1)(9)~(11)}の報告以外には見あたらない。

そこで本報告においては平均量及び統計量の結果をふまえ, $R_\theta = 800 \sim 5000$ のd形粗面境界層の乱流構造を4象限分割法を用いて解析し, 各象限のレイノルズ応力への寄与率の変化を明らかにする。これらの結果を基に, R_θ 数の効果やd形粗面, k形粗面及び滑面上の境界層における主要な渦構造の特徴や差異を推測する。さらに, 大振幅変動の事象を用いて外層の大渦構造と壁近傍のバースト現象との関連についても考察する。

2. 実験装置及び方法

d形粗面平板は既報⁽⁹⁾と同じ粗さ要素高さ kr , 要素幅 b 及び溝部幅 w がいずれも3mmの二次元矩形粗面である。実験条件は運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数が $R_\theta (= U_1 \theta / \nu, U_1$ は主流速度, ν は動粘度) $= 800 \sim 5000$ の範囲の6条件(800, 1200, 2000, 3000, 4000, 5000)とした。本d形粗面境界層は, $R_\theta \leq 2000$ の範囲で遷移粗さ領域, $R_\theta \geq 2000$ の範囲で完全粗面領域となっている⁽⁹⁾。また, $R_\theta = 800$ における局所摩擦抵抗係数は滑面境界層のものと同じ値である⁽⁹⁾。実験は零圧力勾配で主流の乱れ強さが0.2%以下の下で行われた。変動速度の測定にはミニチュアX型プローブと定温度型熱線流速計が使用された。熱線センサは直径 $5 \mu\text{m}$, 長さ1mmのタングステン線である。センサ長さ l に基づくレイノルズ数 $l^+ (= l u_r / \nu) = 10 \sim 30$ であり, その空間分解能は良好である⁽¹²⁾。

4象限分割法⁽¹³⁾は瞬時レイノルズ応力 $uv(t)$ を uv 平面の4つの象限に分割し, 各象限からのレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ への寄与率を評価する方法である。この場合それぞれの象限に対応する運動は, 1象限($u > 0, v > 0$)が外向き相互作用過程, 2象限($u < 0, v > 0$)がエジェクション過程, 3象限($u < 0, v < 0$)が内向き相互作用過程及び4象限($u > 0, v < 0$)がスweep過程と呼ばれる。寄与率は下式(1)で定義される。

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

ここで $S_i(t, H)$ は検出関数であり, 下式(2)で定義される。

$$S_i(t, H) = \begin{cases} 1 : uv(t) > H \cdot u_{rms} \cdot v_{rms} \text{で} i \text{象限のとき} \\ 0 : \text{その他} \end{cases} \dots\dots\dots (2)$$

ここで H は, ホールサイズと呼ばれるしきい値である。

3. 結果および考察

3.1 各象限のレイノルズ応力への寄与率

Fig. 1及び2はそれぞれ代表的な2条件のレイノルズ数 $R_\theta = 5000$ 及び800において, 各象限からのレイノルズ応力への寄与率の層内における分布を示す。ここでは全事象からの寄与率について調べるため, ホールサイズは $H = 0$ とした。 $R_\theta = 5000$ における結果についてみると, 層内で2象限及び4象限からの寄与率が優勢である。これら2つの象限からの寄与率は内層においてほぼ一定の等しい値をとるが, 外層においては2象限からの寄与率が卓越する。一方, 1象限及び3象限からの寄与は比較的小さく, 寄与率の絶対値は内層において優勢である2象限及び4象限の1/3程度である。また, これら1及び3象限からの寄与率は $y/\delta < 0.8$ の層内の広い範囲ではほぼ一定となっている。低レイノルズ数の $R_\theta = 800$ の結果をみると, $R_\theta = 5000$ の分布と同様に層内で2象限及び4象限からの寄与率が優勢である。しかしながら, R_θ 数減少により2象限は層外端, 4象限は層内においてそれぞれ寄与率が減少している。4象限からの寄与率の減少は壁面方向への高運動量流体塊の輸送の減少を意味し, VITA法による解析で報告したスweep過程におけるピーク値の減少⁽¹¹⁾と一致する。また, 寄与率の小さい1象限及び3象限からの寄与も R_θ 数減少により寄与率の絶対値が減少している。したがって, 低レイノルズ数の流れ場においては層内で2象限(エジェクション)が目立つ存在であることがわかる。このことについては, 低レイノルズ数の粗い乱流場(coarse small-scale structure)⁽¹⁴⁾においては, エジェクション過程と関連の深い縦渦構造等の渦構造が目立つ存在となり, 同時にそれによる溝内部低速流体塊の境界層内への間欠的で比較的強い渦放出が壁近

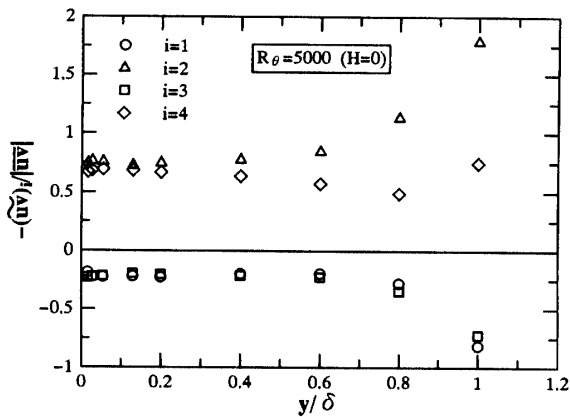


Fig.1 Fractional contribution to the Reynolds shear stress. ($R_\theta = 5000$)

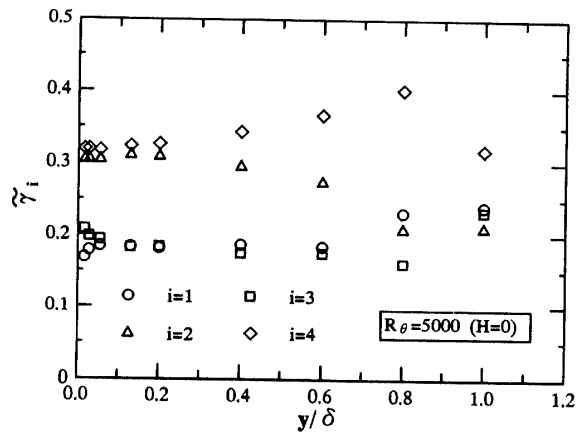


Fig.3 Intermittency of the four quadrant events. ($R_\theta = 5000$)

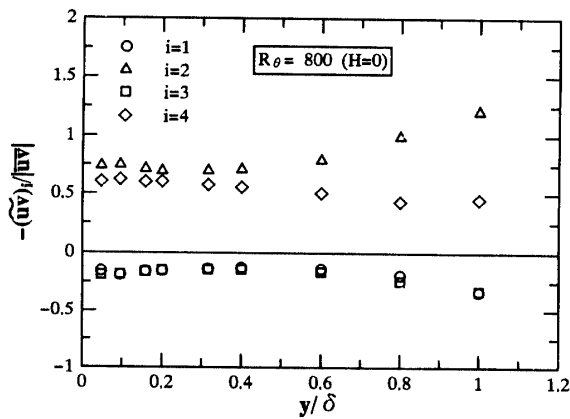


Fig.2 Fractional contribution to the Reynolds shear stress. ($R_\theta = 800$)

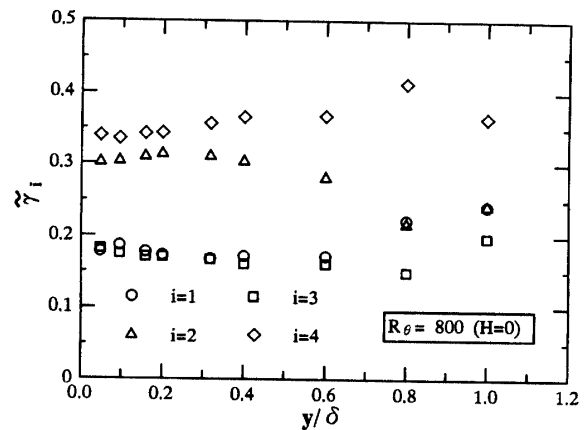


Fig.4 Intermittency of the four quadrant events. ($R_\theta = 800$)

傍の運動量輸送や壁面摩擦応力の発生においてより重要となるためと推測される。

Fig. 3 及び4はそれぞれ $R_\theta = 5000$ 及び 800 における各象限の間欠係数（時間的寄与の割合）の分布を示す。 $R_\theta = 5000$ における結果をみると、層内の広い範囲で2象限及び4象限の間欠係数が大きく、両者を合わせると全時間の6割を占める。内層において2象限及び4象限の間欠係数はほぼ等しいが、外層においては4象限の間欠係数が卓越している。一方、1象限及び3象限の間欠係数は $y/\delta < 0.8$ の層内の広い範囲で2象限及び4象限の2/3程度の値となっている。低レイノルズ数の $R_\theta = 800$ の結果をみると、 $R_\theta = 5000$ の分布と同様に層内で2象限及び4象限の間欠係数が優勢である。しかしながら、 R_θ 数減少にともない2象限の間欠係数はほぼ変化がないものの、4象限の間欠係数は内層で増加している。この4象限（スイープ過程）の変化は奇

与率とは逆の傾向であることから、 R_θ 数減少にともない1事象あたりの強度が弱まったことを意味している。4象限は外層の大渦構造との関連が予想されることから、レイノルズ数の減少による外層の乱流パルジの回旋の程度や大渦構造の尺度の変化との対応が考えられる。一方、1象限及び3象限の間欠係数も R_θ 数減少により若干減少している。

Fig. 5 及び6はそれぞれ $R_\theta = 5000$ 及び 800 における各象限の平均発生周波数を境界層厚さ δ 及び主流速度 U_1 で無次元化した分布である。 $R_\theta = 5000$ における結果をみると、 $\bar{f}_i \delta / U_1$ 値は象限によらず、 $y/\delta = 0.2 \sim 0.8$ の範囲で2.5の値をとっている。このことから、どの象限の事象も境界層厚さ程度の流れ方向距離において2~3回の割合で発生することが予想できる。低レイノルズ数の $R_\theta = 800$ の結果をみると、 $R_\theta = 5000$ の分布と同様に $\bar{f}_i \delta / U_1$ は各象限においてほぼ同じ値をとる。また、

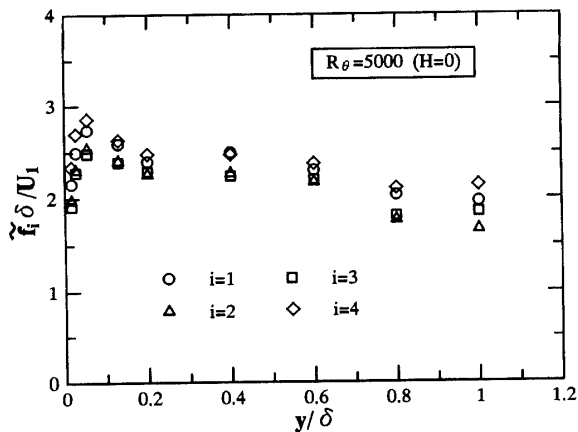


Fig. 5 Mean frequency of the four quadrant events. ($R_\theta=5000$)

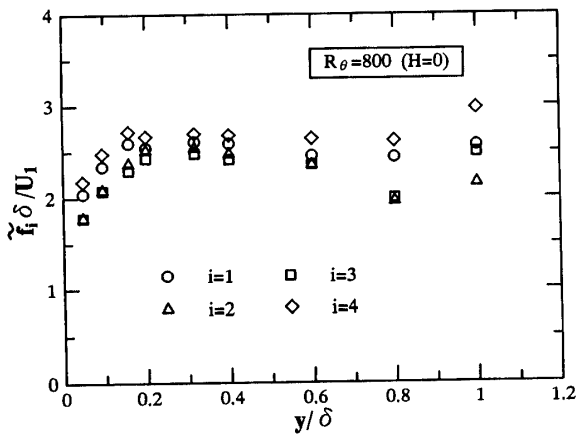


Fig. 6 Mean frequency of the four quadrant events. ($R_\theta=800$)

$\bar{f}_i \delta / U_1$ 値は $y/\delta=0.2\sim 0.8$ の範囲で $R_\theta=5000$ の場合と同じ 2.5 の値となっている。但し、 y/δ の増加にともない $R_\theta=5000$ においては $\bar{f}_i \delta / U_1$ 値は減少するのに対し、 $R_\theta=800$ においては $\bar{f}_i \delta / U_1$ 値はほぼ一定であり、層外端における傾向は全く異なる。このことから、層外端における粘性表層の挙動の変化がこの発生周波数あるいは通過周波数の値に変化をもたらしたものと予想され、乱流-非乱流界面の形状の変化が期待される。

以上の結果より、寄与率及び間欠係数においては 2 象限 (エジェクション) 及び 4 象限 (スイープ) が層内で優勢であることがわかった。また、内層において両者はほぼ同程度の寄与を示すのに対し、外層では寄与率において 2 象限が、間欠係数においては 4 象限が卓越することが示された。このことは、2 象限からの寄与は比較的高振幅の事象によりもたらされることを

意味している。 R_θ 数減少により、2 象限は層外端のみで寄与率が減少するのに対し、4 象限は層内で寄与率が減少する。4 象限の事象 (スイープ) についての解釈の一つは、外層の大渦構造による高速流体塊の巻き込み及び壁面への吹き降ろしによるものということである⁽¹⁵⁾。この解釈に従うと、これら R_θ 数減少による 4 象限からの寄与の変化は外層の乱流パルス境界の尺度や形状 (回旋の程度や Falco の Typical eddy⁽¹⁶⁾ の分布状態) と密接に関連することが期待される。

ここで優勢である 2 象限及び 4 象限の寄与率の比 $(\bar{u}\bar{v})_2 / (\bar{u}\bar{v})_4$ の分布を調べてみる。この寄与率の比の値は外層においては三重速度相関値と関連し、壁近傍においては VITA 法において報告したバースト現象におけるエジェクション過程とスイープ過程の乱れ生成への寄与率の変化⁽¹⁾ を定量化する目的に対して、運動学的及び力学的に重要なものと考えられる。また、壁近傍において主要な渦構造が異なることが予想される k 形粗面流の結果との比較により、d 形粗面流の渦構造の特徴が明らかにできるものと期待される。Fig. 7 は $H=0$ とした場合の各 R_θ 数における $(\bar{u}\bar{v})_2 / (\bar{u}\bar{v})_4$ の層内における分布を示す。図中には比較のため Lu & Willmarth の滑面流⁽¹³⁾ 及び Raupach⁽⁸⁾ の k 形粗面流の結果を記した。d 形粗面流の結果をみると、内層で $(\bar{u}\bar{v})_2 / (\bar{u}\bar{v})_4 = 1\sim 1.2$ の値をとっており 2 象限が若干優勢である。外層においては、層外端に向い $(\bar{u}\bar{v})_2 / (\bar{u}\bar{v})_4$ 値が増加し、2 象限の寄与率が卓越することがわかる。このことは三重速度相関値において $u < 0$ で $v > 0$ の事象が優勢となることに対応する⁽¹¹⁾。 R_θ 数減少により、内層における $(\bar{u}\bar{v})_2 / (\bar{u}\bar{v})_4$ 値は若干増加し、2 象限からの寄与が目立つことと対応している。滑面流の結果⁽¹³⁾ ($R_\theta=4320$) をみると、内層及び壁近傍で $(\bar{u}\bar{v})_2 / (\bar{u}\bar{v})_4$ 値が比較的大きい。k 形粗面流の結果⁽⁸⁾ (三次元粗さ、 $kru_z/\nu=427$) をみると、壁近傍で $(\bar{u}\bar{v})_2 / (\bar{u}\bar{v})_4 < 1$ となっており、スイープが優勢であることがわかる。これは前述の 2 つの流れ場とは全く異なる傾向である。

これら R_θ 数及び壁面形状による差異を明確にするため、後述の大振幅変動 ($H=4$ で検出される事象)⁽¹⁷⁾ の 2 象限の 4 象限の寄与率に対する比の分布を Fig. 8 で調べてみる。d 形粗面流の結果についてみると、内層において $(\bar{u}\bar{v})_2 / (\bar{u}\bar{v})_4 = 1\sim 4$ の値となっている。外層の $y/\delta=0.6\sim 1.0$ の範囲においては、 $(\bar{u}\bar{v})_2 / (\bar{u}\bar{v})_4 \gg 1$ と極めて大きく、そこで大振幅の 2 象限からの寄与率が支配的であることがわかる。 R_θ 数減少により $(\bar{u}\bar{v})_2 / (\bar{u}\bar{v})_4$ 値が層内で増加しており、内層においては $R_\theta < 2000$ の遷移粗さ領域でその傾向が強い。この変化割合は $H=0$ の場合よりも顕著であり、低レイノルズ数の効

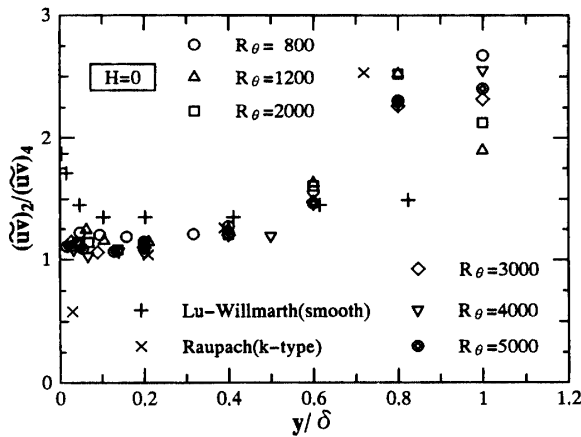


Fig. 7 Ratio of the fractional contribution of the second quadrant to that of the fourth quadrant. ($H=0$)

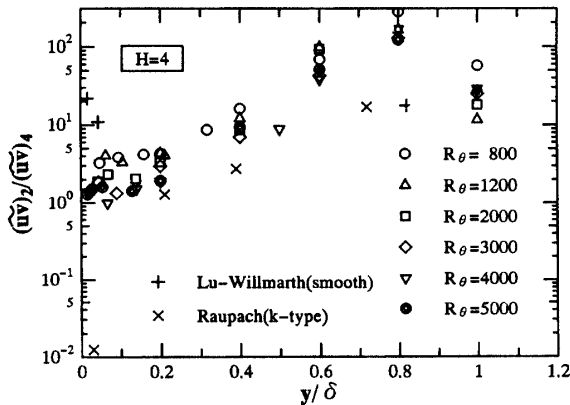


Fig. 8 Ratio of the fractional contribution of the violent ejections to that of the violent sweeps. ($H=4$)

果は大振幅変動の事象においてより明確にみられる。滑面流の結果⁽¹³⁾をみると、壁近傍で $(\tilde{u}\tilde{v})_2 / (\tilde{u}\tilde{v})_4$ 値が大きい。k形粗面流の結果⁽⁸⁾をみると、壁近傍で $(\tilde{u}\tilde{v})_2 / (\tilde{u}\tilde{v})_4 \ll 1$ の極めて小さい値をとり、スイープ事象が支配的であるといえる。このことはk形粗面流に関するNakagawa & Nezu⁽¹⁸⁾の報告においてもみられ、壁近傍で三重速度相関値の符号が逆転することと対応する。

この寄与率の比の結果から、支配的な渦構造に対する壁面形状の差や R_θ 数効果について以下のことを推測してみた。滑面流においては壁近傍及び内層で $(\tilde{u}\tilde{v})_2 > (\tilde{u}\tilde{v})_4$ であることから、主要な渦構造としては縦渦構造やヘアピン渦⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾が重要と考えられる。k形粗面流においては壁近傍で $(\tilde{u}\tilde{v})_2 < (\tilde{u}\tilde{v})_4$ であることから、粗さ要素から生じたNecklace渦が壁近傍の乱流拡散輸送において重要な寄与をなすことが推測される。一方、d形粗

面流においては R_θ 数によらず $(\tilde{u}\tilde{v})_2 > (\tilde{u}\tilde{v})_4$ であることから、支配的な渦構造としては滑面流において提案されている縦渦構造やヘアピン渦モデルが妥当と考えられる。 R_θ 数減少により外層の大渦構造との関連が強い4象限からの寄与率が減少し、2象限からのレイノルズ応力への寄与が目立つ存在となる。それにともない低レイノルズ数においては、境界層内の渦構造と溝内部渦との相互作用による低速流体塊の境界層内への放出の果たす役割もより重要となり、壁近傍においても2象限の寄与が目立つものと予想される。このことはd形粗面流における摩擦抵抗発生の機構とそれに対する境界層と粗さ要素との相互作用に関連し極めて重要な事柄と考えられる。

3.2 大振幅変動の事象

ここではホールサイズ $H=4$ で検出される大振幅変動の事象⁽¹⁷⁾について調べてみる。この大振幅変動の事象は特に2象限の発生周波数が外層の乱流バルジの通過周波数と対応することから、外層の大渦構造の代表尺度を考慮する上で興味あるものである。

Fig. 9及び10はそれぞれ大振幅変動の2象限及び4象限の寄与率の層内における分布である。大振幅変動の2象限についてみると、壁近傍から層外端にかけて寄与率は増加し、層外端においては大振幅変動の2象限からの寄与率がほぼ100%となっている。分布の R_θ 数減少による変化は小さいものの、 $R_\theta=800\sim 2000$ の内層の $y/\delta=0.1$ において寄与率が比較的大きい。これについては溝内部の低速流体塊の放出によりエジェクション過程の強度が強まったこと等がその原因として考えられる。大振幅変動の4象限の事象についてみると、壁近傍から層外端にかけて寄与率は減少し、層外端における寄与率はほぼ0%である。 R_θ 数減少により、層内で寄与率が減少し、その傾向は $R_\theta < 2000$ の遷移粗さ領域で顕著である。

Fig. 11及び12はそれぞれ大振幅変動の2象限及び4象限の発生周波数の層内の分布を示したものである。発生周波数は境界層厚さ δ と主流速度 U_1 を用いて無次元化している。大振幅変動の2象限の発生周波数 $f_{2v}\delta / U_1$ をみると層内における値の変化が比較的小さく、 $y/\delta=0.01\sim 0.8$ の範囲で $f_{2v}\delta / U_1=0.1\sim 0.2$ の変化となっている。この値から乱流バルジの平均的な流れ方向尺度を見積ると、境界層厚さの5~10倍、排除厚さの20~40倍程度と予想される。これは従来の可視化観察の値と比べ大きい⁽¹⁹⁾。この差異については、本実験が点計測であるため、構造の三次元性を捕らえること

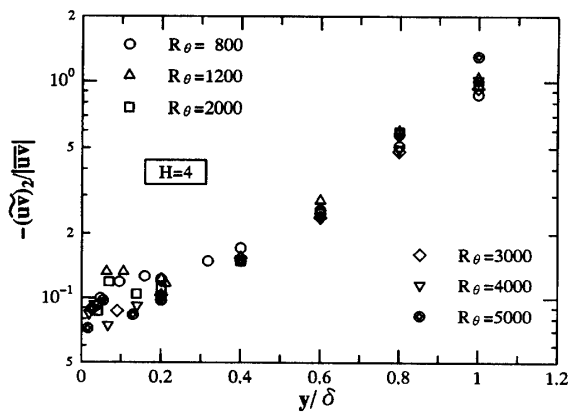


Fig. 9 Fractional contribution of the violent ejections.

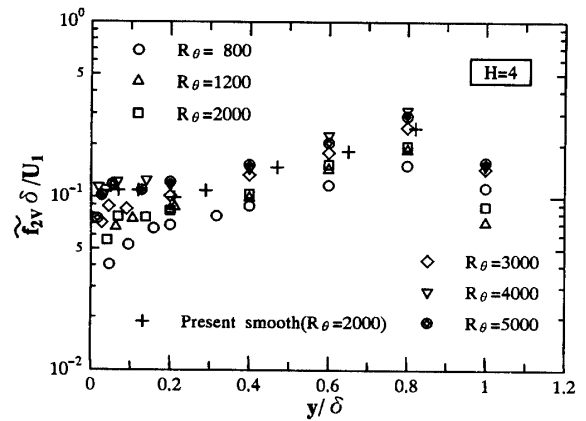


Fig.11 Mean frequency of the violent ejections.

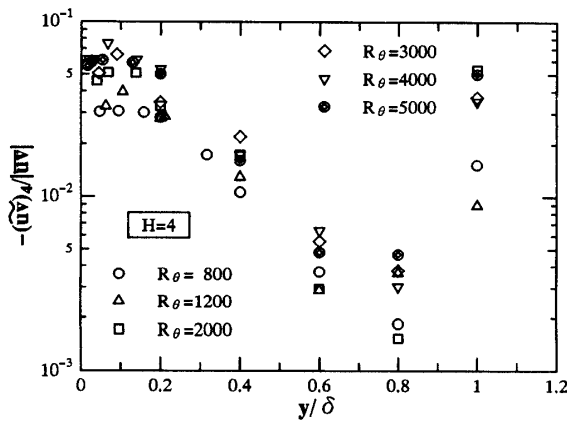


Fig.10 Fractional contribution of the violent sweeps.

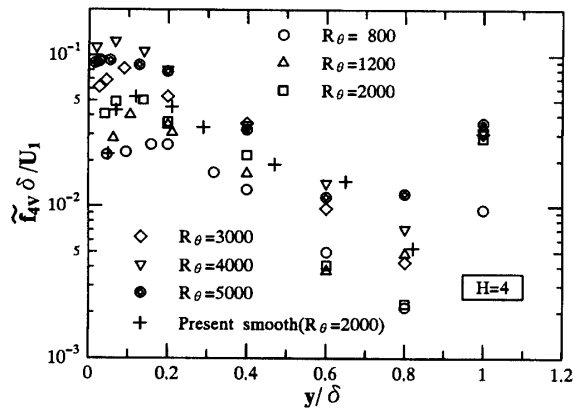


Fig.12 Mean frequency of the violent sweeps.

ができないことが一原因と考えられる。 R_θ 数減少により、 $\tilde{f}_{2v}\delta/U_1$ 値が外層において減少し、その傾向は $R_\theta < 2000$ の遷移粗さ領域で顕著である。このことから、 R_θ 数減少により乱流パルジの流れ方向あるいはスパン方向尺度が変化することが予想される。滑面流の分布と比較すると、同じレイノルズ数のとき本d形粗面流の $\tilde{f}_{2v}\delta/U_1$ 値が若干大きい。大振幅変動の4象限の発生周波数をみると、 $\tilde{f}_{4v}\delta/U_1$ は層内における変化が大きく、壁近傍で $\tilde{f}_{2v}\delta/U_1$ と同程度の値をとる。このことより、大振幅変動の4象限は壁近傍で重要な役割を果たすことがわかる。 R_θ 数減少により $\tilde{f}_{4v}\delta/U_1$ 値は減少し、VITA法による解析においてスイープ過程のピーク値が減少したことに対応する。滑面流の結果と比較すると、 $\tilde{f}_{4v}\delta/U_1$ 値の差異は小さい。

外層の大渦構造と壁近傍のバースト現象との関連をみることを目的とし、Fig.13において発生周波数の比を調べてみる。バースト平均発生周波数 f_b は $y^+ = 15$ に

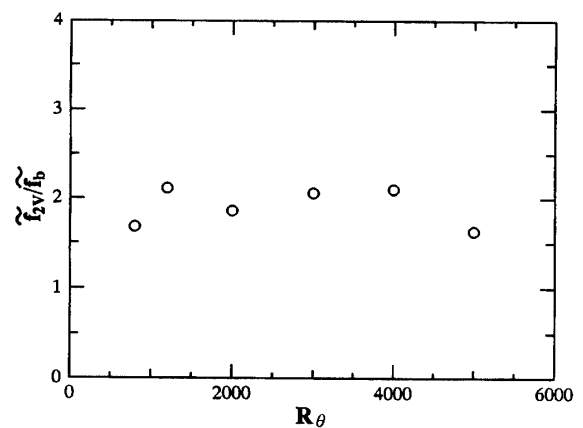


Fig.13 Comparison of the mean bursting frequency to the mean frequency of violent ejections detected in the outer layer.

いてVITA法により得られた値、外層の大渦構造の通過周波数は乱流パルジの可視化との対応のよい $y/\delta = 0.8$

において得られた大振幅変動の2象限の発生周波数である。結果をみると R_θ 数によらず $\bar{f}_{2v}/f_b \approx 2$ となっており、外層の大渦構造と壁近傍のバースト現象との間には強い相互作用のあることが推測される。バースト現象において外層の大渦構造が重要な役割を果たすことは他研究者においても多く報告されている⁽¹⁸⁾。

壁近傍のバースト現象との強い関連が推測された外層における大振幅変動の2象限の空間構造をみるため、 $R_\theta=800$ において集合平均波形を調べてみる。Fig.14は $y/\delta=0.8$ で検出された大振幅変動の2象限について、層内の11箇所の高さについて u 、 v 及び uv 成分について集合平均波形を描いたものである。 \tilde{u} 及び \tilde{v} 成分については局所の u_{rms} 及び v_{rms} で、 \tilde{uv} 成分については局所 uv 値を差し引いた後に $u_{rms}v_{rms}$ で無次元化した。また、検出時刻からの遅れ時間 τ については δ 及び U_1 を用いて無次元化している。検出位置の $y/\delta=0.8$ についてみると、 \tilde{u} 波形において $\tilde{u} < 0$ の減速、 \tilde{v} 波形において $\tilde{v} < 0$ の弱い下降流から $\tilde{v} > 0$ の強い上昇流へと変化する分布が検出時刻近傍で見られる。同時刻において $-\tilde{uv} > 0$ の大きなピーク値が生じている。類似した波形は $y/\delta=0.65\sim 1.0$ の範囲で見られ、その流れ方向長さ尺度はピーク値の半値幅から3 δ 程度と予想される。これら一連の

変化は乱流パルジの前縁における巻き込みと後縁における低速流体塊の上昇の変動速度パターンに類似している⁽²¹⁾。また \tilde{v} 成分において下降流は存在しないもの、対応する波形は $y/\delta=0.1\sim 1.0$ の層内全域で見られる。このことは外層における大振幅変動の事象と壁近傍における乱れ生成機構との直接の関連を示唆している。

Fig.15はスパン方向9箇所の位置における \tilde{u} 、 \tilde{v} 及び \tilde{uv} 成分の集合平均波形を示す。 $z/\delta=0\sim 0.4$ の範囲において、 $\tilde{u} < 0$ の間 $\tilde{v} < 0$ から $\tilde{v} > 0$ へと変化する同位相の波形分布が見られる。したがって、大振幅変動事象のスパン方向尺度は δ 程度と予想される。また前述の y 方向分布と合わせると、外層において瞬時レイノルズ応力の生成と関連する構造は大規模な横渦であることが推測される。このことは従来の滑面境界層における観察結果と一致する⁽¹⁹⁾。 \tilde{uv} 成分のピーク値も $z/\delta=0\sim 0.4$ の範囲において存在している。

4. 結 言

(1) 寄与率及び間欠係数において、 R_θ 数によらず層内全域で2象限及び4象限が優勢である。内層においてこれら優勢な象限からの寄与は同程度であるが、外層

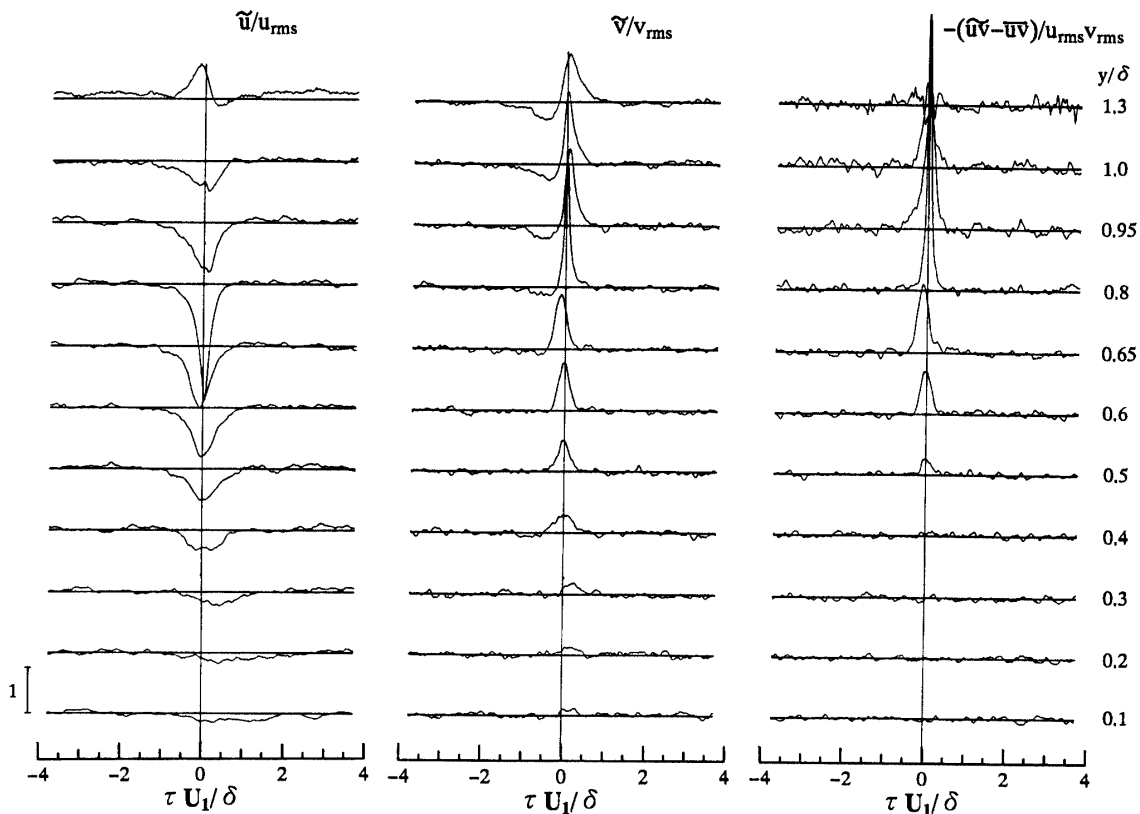


Fig.14 Conditional averaged signals of the violent ejections as a function of transverse location. ($R_\theta=800$)

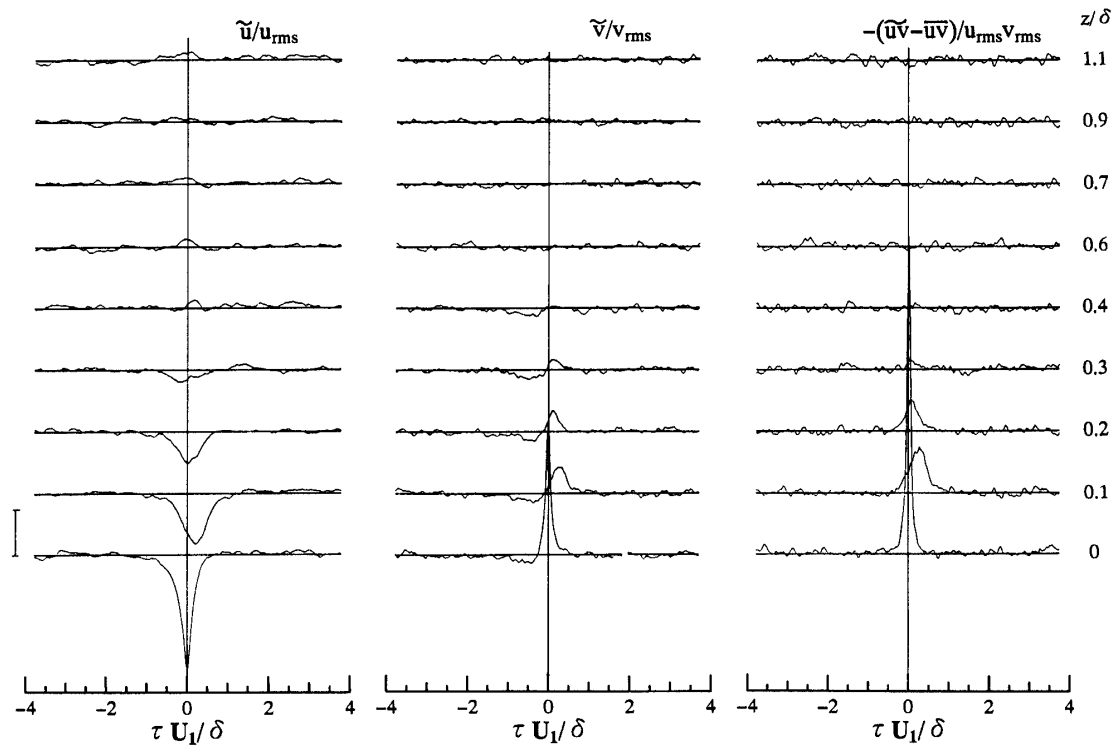


Fig.15 Conditional averaged signals of the violent ejections as a function of spanwise location. ($R_\theta=800$)

において寄与率に対しては2象限，間欠係数に対しては4象限が卓越する。

(2) R_θ 数減少により4象限からの寄与率が減少し，低レイノルズ数の粗い乱流場において2象限からの寄与が目立つ存在となる。これにともない，2象限の4象限に対する寄与率の比は増加する。この傾向は $R_\theta < 2000$ の遷移粗さ領域の大振幅変動の事象において顕著である。

(3) 滑面，d形粗面及びk形粗面上の流れ場における寄与率の比の分布を比較し，主要な渦構造の特徴を推測できた。d形粗面上では縦渦構造やヘアピン渦構造が主要な役割を果たし，低レイノルズ数においてはこれら境界層内の渦構造と溝内部流体塊との相互作用がより重要となるものと予想された。k形粗面流においては粗さ要素から生じたNecklace渦が壁近傍の乱流拡散輸送に重要な寄与をなすものと推測された。

(4) 外層における大振幅変動の事象は，その通過周波数及び集合平均波形の測定から，壁近傍のバースト減少と密接な関連をもつことが示唆された。また，外層において瞬時レイノルズ応力の生成に主要な寄与をなすこの構造は，流れ方向に 3δ ，スパン方向に δ の寸法をもつ横渦であることが予想された。

文 献

- (1) 望月・大坂，山口大学工学部研究報告，44-2，(1994)，9。
- (2) Coles, D. E., J. Fluid Mech., 1 (1956), 191.
- (3) Murlis, J., Tsai, H. M. and Bradshaw, P., J. Fluid Mech., 122 (1982), 13.
- (4) Antonia, R. A., Bisset, D. K. and Browne, L. W., J. Fluid Mech., 213 (1990) 267.
- (5) Myose, R. Y. and Blackwelder, R. F., J. Fluid Mech., 259 (1994), 345.
- (6) Townes, H. W. and Sabersky, R. H., Int. J. Heat and Mass Transfer, 9-8 (1966), 729.
- (7) Bandyopadhyay, P. R., J. Fluid Mech., 180 (1987), 231.
- (8) Raupach, M. R., J. Fluid Mech., 108 (1981), 363.
- (9) 望月・大坂・西，山口大学工学部研究報告，43-1，(1992)，1。
- (10) 望月・大坂・西，山口大学工学部研究報告，43-2，(1993)，1。

- (11) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 44-1, (1993), 1.
- (12) Ligrani, P. M. and Bradshaw, P., *Exp. Fluids*, 5 (1987), 407.
- (13) Lu, S. S. and Willmarth, W. W., *J. Fluid Mech.*, 60 (1973), 481.
- (14) Tennekes, H. and Lumley, J. L., *A First Course in Turbulence*, The MIT Press, (1972).
- (15) Corino, E. R. and Brodkey, R. S., *J. Fluid Mech.*, 37 (1969), 1.
- (16) Falco, R. E., *Phys. Fluids*, 20-10 (1977), s124.
- (17) Sabot, J., Saleh, I. and Comte-Bellot, G., *Phys. Fluids*, 20-10 (1977), s150.
- (18) Nakagawa, H. and Nezu, I., *J. Fluid Mech.*, 80 (1977), 99.
- (19) Cantwell, B. J., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 13 (1981), 457.
- (20) Robinson, S. K., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 23 (1991), 601.
- (21) 佐野・平山, 日本機械学会論文集B編, 51-470, (1985), 4170.

(平成6年4月15日受理)