

VITA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 VITA Analysis (Low Reynolds Number Effect)

Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

Abstract

In order to examine the Reynolds number effect on the turbulent structure of a d-type rough wall boundary layer, the bursting phenomenon which had major contribution to the turbulent production was investigated by means of the VITA analysis. The mean bursting frequency and conditional averaged velocity patterns of u , v and uv components were obtained in the low Reynolds number range of $R_\theta = 800-5000$.

The scaling of the mean bursting frequency with the conventional scales in boundary layers, inner, outer and mixed time scales fails in the low Reynolds number range of the present d-type rough wall flow. The peak value and time duration of the conditional averaged signals both in the ejection and sweep processes depend on the Reynolds number in the transitional rough regime of $R_\theta < 2000$. It is expected that the behavior of the non-linear interaction between the boundary layer and low momentum fluid particle in the transverse grooves, which leads enhancement of the momentum exchange and large turbulent production rate is essential to describe the Reynolds number effect over the d-type roughness.

1. 緒言

著者らは既報⁽¹⁾⁽²⁾において、 $R_\theta = 700 \sim 5140$ のd形粗面境界層の平均量特性及び統計的性質を調べた。その中で、後流パラメータ、レイノルズせん断応力及び乱れ運動エネルギーの生成項が $R_\theta = 2000$ において最大値をとるという興味ある結果を報告した。

滑面上の境界層についてレイノルズ数の影響を考慮する場合、それは主として内層と外層の相互作用に基づくバルクレイノルズ数 $\delta/(v/u_\tau)$ の効果としてみることができるといえる。一方粗面上の境界層においては、粗さ要

素から放出される渦の流れ場への影響を通じて内層と粗さ要素との干渉に基づく粗さレイノルズ数 $kr/(v/u_\tau)$ の効果が問題となる。また、d形粗面上の境界層においては外層の大渦構造の作用による溝内からの大規模な渦放出が流れ場に重要な役割を果たしているものと予想される⁽³⁾。これらの事柄は摩擦パラメータ u_τ/U_1 の効果としてまとめていくことが粗面境界層の力学的特性の理解に対しては重要と考えられる⁽⁴⁾。

関連した研究についてみると、遷移粗さ領域のd形粗面上において渦放出周波数と粗さレイノルズ数との関係⁽⁵⁾が、単一の二次元キャビティからの渦放出の形態とキャビティ深さに基づくレイノルズ数との関係⁽⁶⁾が調べられている。一方、著者らはd形粗面上でバースト現象が存在することをVITA法を用いた解析から確認している⁽⁷⁾。

*機械工学科

上述した事柄について粗面の影響を記述するには乱れ生成機構を通じて渦放出の役割を明確にすべきと考えられる。したがって、壁近傍のバースト現象の変化を調べることが重要と考えられる。このことはバースト現象等のいわゆる組織構造の力学的役割の重要性を検証することにもなる。

そこで本報告では既報⁽¹⁾⁽²⁾の結果をふまえ、遷移粗さ領域から完全粗面領域におけるd形粗面境界層をVITA法を用いて解析し、バースト現象の平均発生周波数及び集合平均波形の振幅の大きさ等の強度を代表する特徴のレイノルズ数による変化を調べてみる。

2. 実験装置及び方法

d形粗面平板は既報⁽¹⁾⁽²⁾のもの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3 mm (ピッチ比 $(b+w)/kr = 2$)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 $R_\theta (= \theta U_1 / \nu, U_1$ 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。全ての実験は零圧力勾配及び主流の乱れ強さが0.2%以下の下で行われた。

変動速度の測定には定温度型熱線流速計とI型及びX型熱線プローブが使用された。熱線センサには受感部直径 d_w 及び長さ l がそれぞれ $5 \mu\text{m}$ 及び1 mmのタングステン線が用いられている。センサ長さに基づくレイノルズ数 $l u_\tau / \nu$ (u_τ は摩擦速度)は実験を通じて30以下であり、条件付抽出法を用いた解析に対してもその空間分解能は良好である⁽⁹⁾。バースト現象の抽出には乱れ運動エネルギーの局所測定に基づくVITA法⁽⁹⁾を採用し、その検出基準に含まれる任意定数の妥当な値については後述の付録に掲載した方法により決定した。本実験において採用した任意定数の値はしきい値 $k=0.8$ 、無次元平均化時間 $T^+ = T u_\tau^2 / \nu = 20$ 及び平均化個数 $N \geq 90$ である。

3. 結果及び考察

3.1 バースト平均発生周波数

Fig. 1は $y^+ = 15$ で得られたバースト平均発生周波数 f_b を内部尺度($u_\tau, \nu/u_\tau$)で無次元化した値 $f_b \nu / u_\tau^2$ の R_θ 数に対する分布である。この内部尺度を用いた尺度化はバースト現象が粘性底層内の不安定性に基づき発生するという考え方によるものである。滑面流の結果⁽⁶⁾(しきい値 $k=1.0$, 平均化時間 $T^+ = 10$)をみると、 $f_b \nu / u_\tau^2$ 値は R_θ によらずほぼ一定となっている。一方、

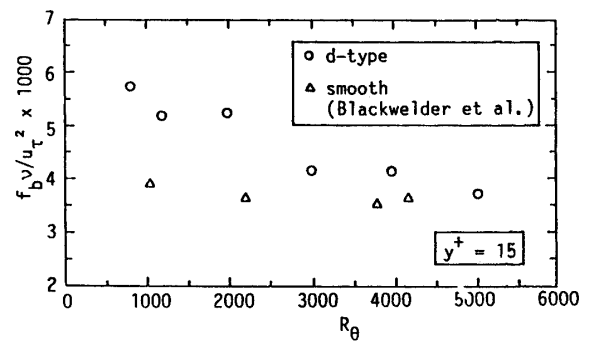


Fig. 1 Mean bursting frequency non-dimensionalized with the inner scale.

d形粗面流の $f_b \nu / u_\tau^2$ 値は $R_\theta \geq 3000$ の範囲でほぼ一定値をとるが、 $R_\theta \leq 2000$ の範囲では R_θ 数の減少により減少する。従って、d形粗面流の f_b 値は内部尺度を用いて尺度化できないことがわかる。また、乱れ運動エネルギーの生成項が最大値をとる $R_\theta = 2000$ において本粗面流の $f_b \nu / u_\tau^2$ は比較的大きい値をとる。ここで、低レイノルズ数の滑面流と本粗面流の $f_b \nu / u_\tau^2$ の値の大小を比較するには、同じ風洞中で発達させた境界層に同じ検出基準を用いる必要があると考えられる。

Fig. 2は外部尺度(U_1, δ, δ は境界層厚さ)で無次元化したバースト平均発生周波数 $f_b \delta / U_1$ の R_θ 数による変化である。この尺度化はバーストの発生が主として外層の大渦構造により駆動されるという考え方による⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。滑面流及び本d形粗面流の $f_b \delta / U_1$ 値は R_θ 数変化により一定とはならず、 R_θ 数の減少により $f_b \delta / U_1$ 値はほぼ単調に減少する。 R_θ 数が増加するとき、本粗面流の $f_b \delta / U_1$ 値の増加割合は滑面流のものに比べ大きく、高レイノルズ数($R_\theta = 5000$)においてバーストが比較的頻繁に発生することを示している。このことは抵抗係数の増大と対応して、バースト現象の力学的重要性を示唆するものと解釈される。

バースト現象は壁近傍の小スケールの渦塊と外層の大スケールの渦塊との相互作用を通じて行われる乱れ生成機構と解釈することもできる。そこでFig. 3は混合尺度で無次元化したバースト平均発生周波数 $f_b \nu / U_1 u_\tau$ の R_θ 数による変化を示す。ここで混合時間尺度は小渦の時間尺度 ν / u_τ^2 の大渦の時間尺度 δ / u_τ の対する比に平均流の平均歪み率に対する時間尺度である δ / U_1 を乗じたもの $[(\nu / u_\tau^2) / (\delta / u_\tau)] \cdot \delta / U_1$ (s)とした。分布をみると、滑面流及び本d形粗面流の $f_b \nu / U_1 u_\tau$ 値は R_θ 数により変化し、一定とはならない。

以上より、バースト平均発生周波数に関して滑面流及びd形粗面流の両者に共通する単純な尺度則は存在し

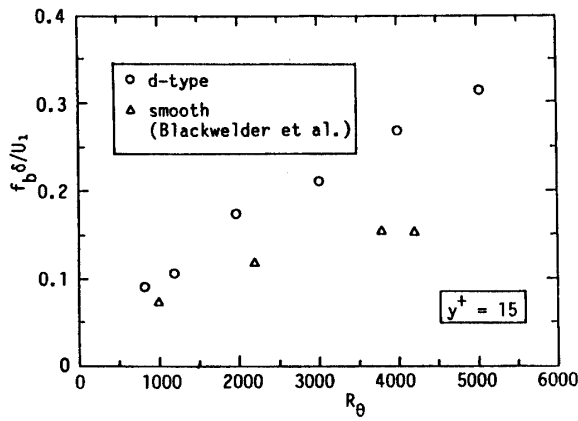


Fig. 2 Mean bursting frequency non-dimensionalized with the outer scale.

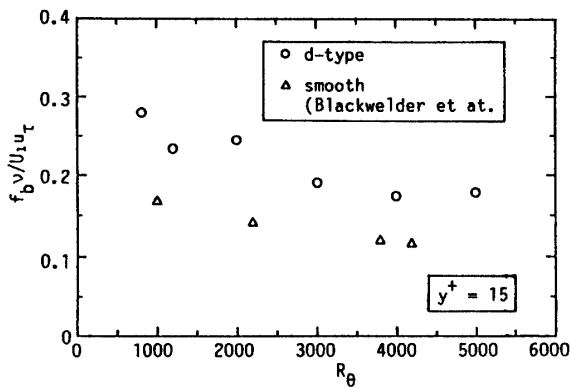


Fig. 3 Mean bursting frequency non-dimensionalized with a mixed scale.

ないことがわかる。これについては、d形粗面上においては溝内の渦放出が壁近傍における乱れ生成機構に重要な影響を及ぼし、その形態がレイノルズ数により変化するためと予想される。

3.2 集合平均波形

Fig. 4 は最もアクティビティの高いバースト現象が検出される⁽¹²⁾ $y^+ = 30$ で得られた u , v 及び uv 成分の集合平均波形である。縦軸の u 及び v 成分は局所のrms値で、 uv 成分は局所のレイノルズ応力 \overline{uv} を差し引いた後局所の $u_{rms}v_{rms}$ で無次元化した。一方、時間軸はバーストの発生に密接な関連をもつ縦渦構造が内部尺度で尺度化されるという報告⁽¹³⁾に基づき、遅れ時間を t を ν/u_τ^2 で除した値で示している。図示した全ての R_θ 数において、低速流体塊の上昇を示すエжекション過程($t < 0$ において $u < 0$, $v > 0$ の事象)から高速流体塊の下降を示すスイープ過程($t > 0$ において $u > 0$, $v < 0$ の事

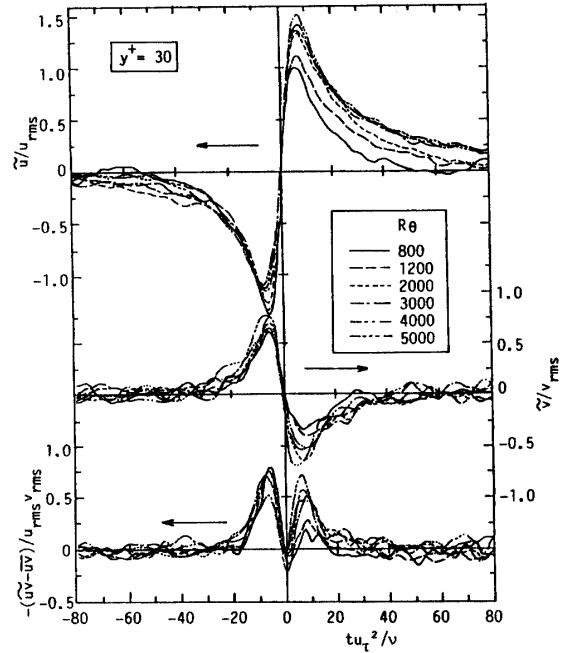
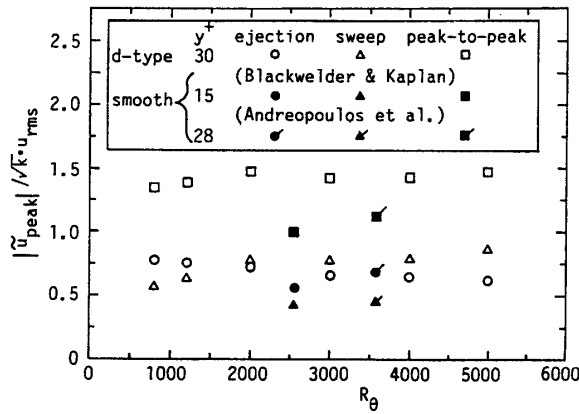


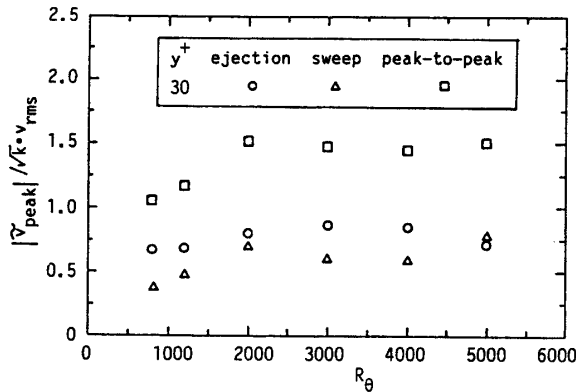
Fig. 4 Conditional averaged signals.

象)へと続く一連の過程がみられる。 R_θ 数による変化をみると、 R_θ 数減少にともないエжекション過程においては振幅が増加するのに対し、スイープ過程においては振幅及び継続時間が減少している。その傾向は遷移粗さ領域の $R_\theta < 2000$ において顕著である。そこで以下において、集合平均波形のピーク値と半値期間(ピーク値の半分の値をとる時間幅)の変化を詳しくみてみる。

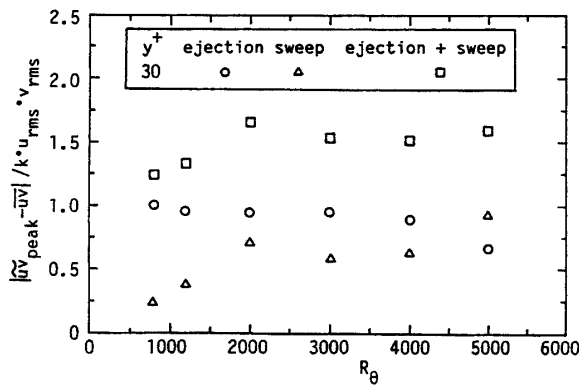
Fig. 5 は u , v 及び uv 成分のエжекション過程及びスイープ過程におけるピークの絶対値と最大振幅比の R_θ 数による変化を示す。なお、 uv 成分の場合にはエжекション過程及びスイープ過程におけるピークの絶対値とその両者を加えたものの3つの場合について示す。また縦軸の値は検出基準の異なる他研究者の結果との比較を考慮して、しきい値 k を用いて無次元化した。分布をみると、成分によらず R_θ 数による影響は $R_\theta < 2000$ の遷移粗さ領域において顕著にみられる。エжекション過程においては、 $R_\theta < 2000$ の範囲で R_θ 数の減少にともない u 及び uv 成分のピーク値が増加する。一方スイープ過程においては、 R_θ 数の減少にともないピーク値が減少している。また、スイープ過程のピーク値は $R_\theta = 2000$ において他の R_θ 数のものに比べ若干大きい。エжекション過程はヘアピン渦の根元と想像される縦渦構造と密接に関連するため⁽¹⁴⁾、d形粗面上においては縦渦構造の通過により溝内からの渦放出が誘導されると予想される。したがって、上述した R_θ 数減少にともないエжекション過程におけるピーク値の増加は、境界



(a) u-component



(b) v-component



(c) uv-component

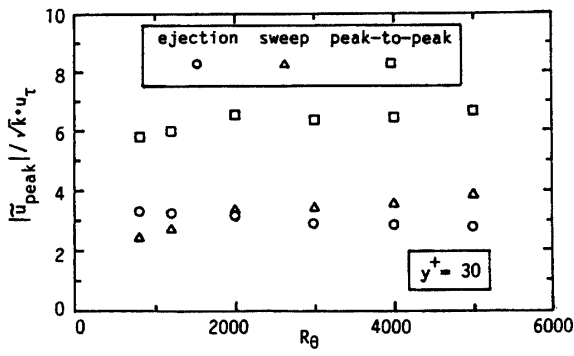
Fig. 5 Peak values of the conditional averaged signals. (non-dimensionalization with the local r.m.s. values).

層内の渦構造と溝内部の流体との相互干渉の程度が増加により溝からの渦放出が活発になったものと考えられる。一方、スイープ過程は外層の構造との関連が深

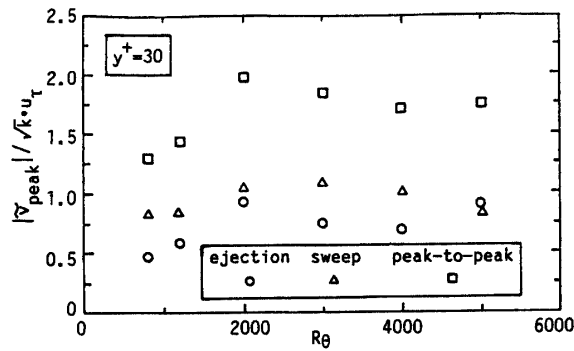
いと推測されるため、 R_θ 数減少にともなうピーク値の減少は後流強さの減少に示唆されるように外層の大渦構造の強度が弱まったことを示すものと予想される。またこのことに関連して、スーパーレイヤの皺の幅とここで述べたスイープ過程における変化との対応が興味ある事柄としてあげられる。最大振幅比及び $\tilde{u}\tilde{v}$ 成分の両過程の合計したピーク値は上述のスイープ過程における変化にほぼ従い、 $R_\theta=2000$ で比較的大きい値をとり、 $R_\theta < 2000$ においては R_θ 数の減少により値が減少している。 α 成分において滑面流と本d形粗面流の結果を比較すると、エジェクション過程においてはほぼ等しい値をとるのに対し、スイープ過程においてはd形粗面流の値の方がほぼ1.5倍程度大きい。そのため、最大振幅比もd形粗面流の値の方がほぼ1.5倍程度大きくなっている。粗面壁上の境界層においてスイープ過程が優勢となることはRaupach⁽¹⁵⁾及びNakagawa⁽¹⁶⁾により3次元粗面上で報告されている。首飾り渦が発生する可能性のない2次元のd形粗面上においても外層の構造と関連するスイープ過程が優勢となるこの結果は、摩擦抵抗の増加にともなう外層のエントレイメントに役割を果たす大渦構造の変化(スーパーレイヤの皺の幅等)に関連し、極めて興味深いことである。

Fig. 6 はレイノルズ応力 $-\overline{uv}/u_\tau^2$ が $R_\theta=2000$ で比較的大きい値をとることを考慮し、上述の α 、 ν 及び $\tilde{u}\tilde{v}$ のピーク値を u_τ で無次元化したものである。結果をみると、 R_θ 数の減少にともなうピーク値の変化はFig. 5におけるものと同様である。但し、 $R_\theta=2000$ における α 及び ν 成分の最大振幅比と $\tilde{u}\tilde{v}$ 成分のエジェクション過程及びスイープ過程の両過程の合計値は他の R_θ 数のものと比較して最も大きく、この R_θ 数において $-\overline{uv}/u_\tau^2$ が最大値をとることに対応する。従って、このことはバースト現象の強度を表すものの一つである振幅の大きさが平均流特性と密接な関連を持つことを示す証拠であり、バースト現象の力学的重要性を示唆する結果であるといえる。

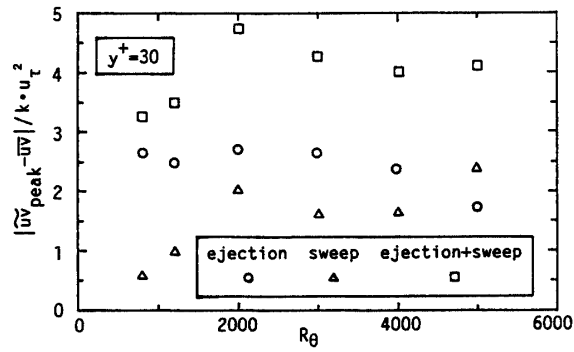
Fig. 7 は α 、 ν 及び $\tilde{u}\tilde{v}$ 成分の集合平均波形の半値期間 t^* の変化を示す。分布はエジェクション過程及びスイープ過程における半値期間を内部時間尺度 ν/u_τ^2 で無次元化し、 R_θ に対して示した。エジェクション過程のものについてみると、 α 、 ν 及び $\tilde{u}\tilde{v}$ 成分において $t^*u_\tau^2/\nu$ 値はほぼ一定である。このことはエジェクション過程と密接に関連する縦渦構造が内部尺度で尺度化されることを意味するものと予想される。一方、スイープ過程における結果をみると、 R_θ 数減少にともない $t^*u_\tau^2/\nu$ 値は一旦増加したのち減少している。このことはスイープ過程に関連した大規模な渦構造⁽¹⁴⁾が内層の構造のみで



(a) u-component



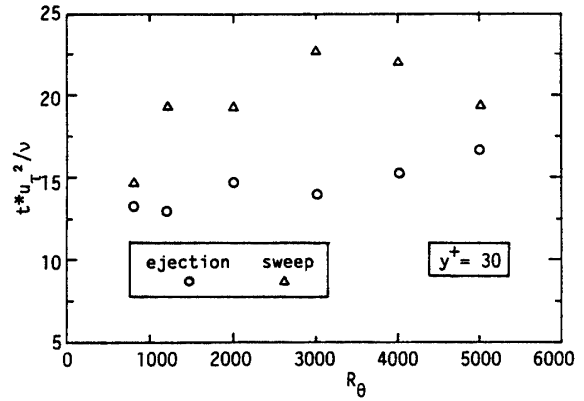
(b) v-component



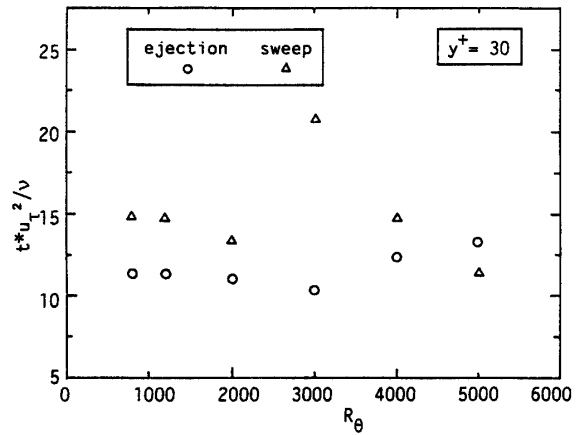
(c) uv-component

Fig. 6 Peak values of the conditional averaged signals. (non-dimensionalization with the friction values).

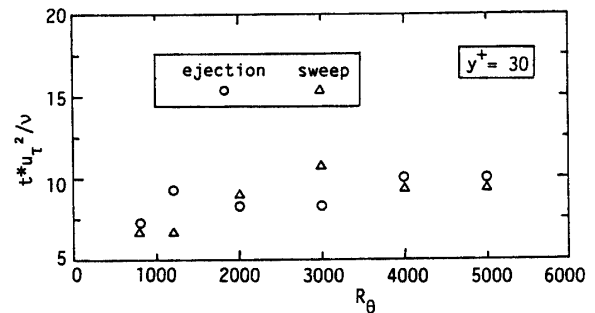
は決定できないことを示すものと考えられる。そこで Fig. 8 において、外部尺度で無次元化した半値期間 $t^* U_1 / \delta$ の R_θ 数による変化を示す。結果をみると、エジェクション過程及びスイープ過程の両過程において無次元化した半値期間 $t^* U_1 / \delta$ は R_θ 数減少にともない増加し、一定とならない。このことは図示していないが $t^* u_\tau / \delta$ としても同様であった。従って、スイープ過程に関連した渦構造は外部尺度を用いても尺度化できないこと



(a) u-component



(b) v-component



(c) uv-component

Fig. 7 Half time width of the conditional averaged signals. (non-dimensionalization with the inner time scale).

が期待される。これについては、スイープ過程が外層の大渦構造と密接に関連するものとする、大渦構造に対するレイノルズ数効果により上述の半値期間は U_1 / δ や u_τ / δ を用いた単純な尺度化は成功しないことが予想される。この点に関しては、外層の大渦構造の直接的な検出とその力学的解析が望まれる。

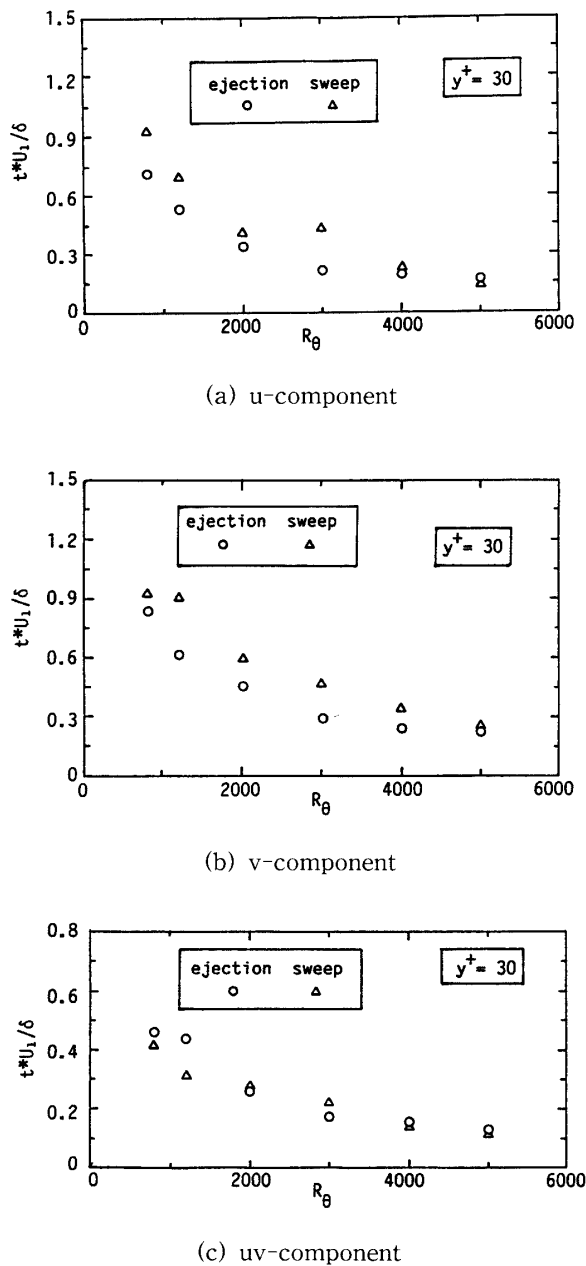


Fig. 8 Half time width of the conditional averaged signals. (non-dimensionalization with the outer time scale).

上述の結果より、以下のような一予想を行ってみた。完全粗面領域である $R_\theta > 2000$ においてはd形粗面上において圧力抵抗発生と乱れ生成の増大の主な原因となる溝からの渦放出に対して外層の大渦構造が主要な役割を果たし、原点補正值と大渦構造の代表寸法（境界層厚さ δ ）の比が抵抗係数の決定には重要となる。一方、遷移粗さ領域の $R_\theta < 2000$ においては溝内からの渦放出に対して縦渦構造の寄与が無視できなくなり、レイノルズ数の効果が抵抗係数や平均流場の決定に対して重

要な要素として加わるものと考えられる。

4. 結 論

- (1) $R_\theta = 800 \sim 5000$ の範囲のd形粗面境界層におけるバースト平均発生周波数は内部尺度、外部尺度及び混合尺度のいずれの尺度を用いても尺度化できない。
- (2) u 、 v 及び uv 成分の集合平均波形より、 $R_\theta = 800 \sim 5000$ の範囲のd形粗面境界層中にエジェクション過程からスイープ過程へと続く一連のバースト現象が存在することが示された。 R_θ 数の減少にともない、エジェクション過程においては振幅が増加し、スイープ過程においては振幅及び継続時間が減少する。この傾向は遷移粗さ領域の $R_\theta < 2000$ の範囲で顕著である。
- (3) 滑面境界層の結果と比較すると、 u 成分のピーク値はエジェクション過程においてはほぼ等しいが、スイープ過程においては本粗面流の値が1.5倍程度大きい。
- (4) 集合平均時間の半値期間は、エジェクション過程において内部尺度を用いて無次元化すると R_θ 数によらずほぼ一定となるが、スイープ過程においては内部尺度及び外部尺度のどちらを用いても一定とはならない。

付 録

VITA法の検出基準に含まれる任意定数について、バースト平均発生周波数及び集合平均波形に及ぼす影響から妥当な値を調べてみる。ここでは、しきい値 k 、無次元平均化時間 $T^+ (= Tu_\tau^2/\nu)$ 、平均化個数 N 及び検出位置 $y^+ (= yu_\tau/\nu)$ について、代表的なレイノルズ数である $R_\theta = 800$ 及び 5000 の2条件において検討を行って見た。

Fig. 9 は無次元平均化時間 T^+ のバースト平均発生周期 $T_b (= 1/f_b)$ への影響を調べたものである。その場合検出位置は $y^+ = 15$ とし、しきい値 $k = 1.0$ 及び平均化個数 $N \geq 90$ とした。また、検出時刻において $du/dt > 0$ (以下DPと呼ぶ) 及び $du/dt < 0$ (以下DNと呼ぶ) とその両者を区別しない (以下、全平均と呼ぶ) の3つの検出条件の場合の事象を区別して調べた。Blackwelderらの基準⁽⁹⁾においては、Kolmogorovのマイクロスケール程度の渦と比べて1オーダー大きい時間尺度として $T \leq 10$ と設定されている。結果をみると、 $T_b U_1/\delta$ の値はある T^+ 以上でほぼ一定値をとっている。一定値をとり始める T^+ の範囲は、 $R_\theta = 800$ の場合DP、DN及び全平均において14、20及び18、 $R_\theta = 5000$ の場合DP、DN及び全平均において16、30及び20となっている。特に可視化で観察されたバースト現象⁽¹⁷⁾との対応がよいDP

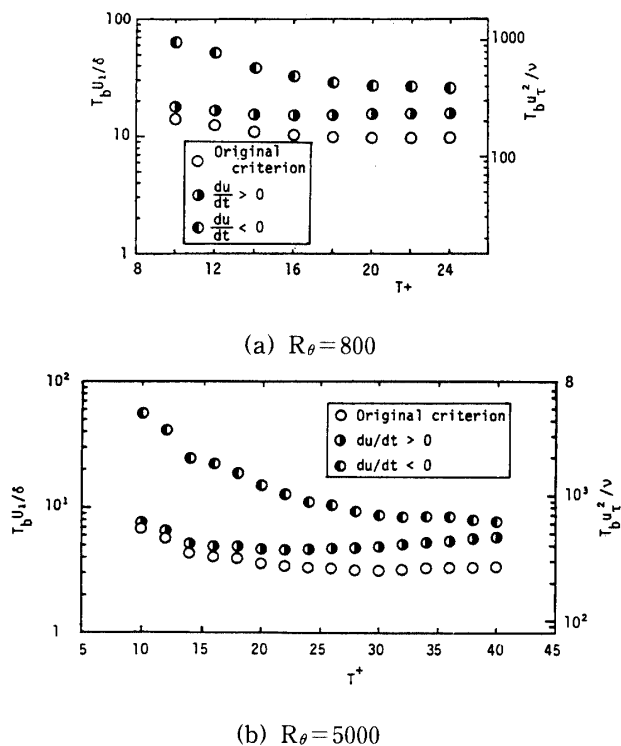


Fig. 9 Effect of the averaging time on the mean bursting period.

の場合についてみると、 $T^+ = 16 \sim 24$ とすれば $T_b U_1 / \delta$ 値は T^+ により変化しない。

Fig. 10は同様にしてしきい値 k のバースト平均発生周期 T_b への影響を調べたものである。 R_θ 数によらずDP, DN及び全平均の条件において $T_b U_1 / \delta$ 値はしきい値 k により大きく変化し、一定とはならない。従って、平均発生周期の変化からしきい値 k の妥当な値は決定できない。そこでFig. 11において、集合平均波形の相似性に及ぼす影響からしきい値の妥当な値について検討してみる。ここで平均化時間 $T^+ = 20$ 、平均化個数 $N \geq 90$ とし、検出時刻において $du/dt > 0$ の条件を付け加えた。また検出位置は $y^+ = 15$ とし、 $R_\theta = 5000$ においては、 u, v 及び uv 成分への影響をみるため集合平均波形はX型プローブが挿入可能な最小高さの $y^+ = 70$ とした。 $R_\theta = 800$ 及び5000の分布を比較すると、 $R_\theta = 800$ は低レイノルズ数の条件のため低周波数の目だつ波形となっている。しきい値の影響をみると、 R_θ によらず $k = 0.8 \sim 1.2$ の範囲において k を用いて無次元化した u, v 及び uv 分布はほぼ相似となっている。このことは図示していないが検出時刻で $du/dt < 0$ の条件の場合にも同様であった。従って、しきい値 k については $k = 0.8 \sim 1.2$ の範囲の値が妥当であると考えられる。

Fig. 12は平均化個数 N の集合平均波形に及ぼす影響を調べたものである。このとき、しきい値 $k = 0.8$ 、平

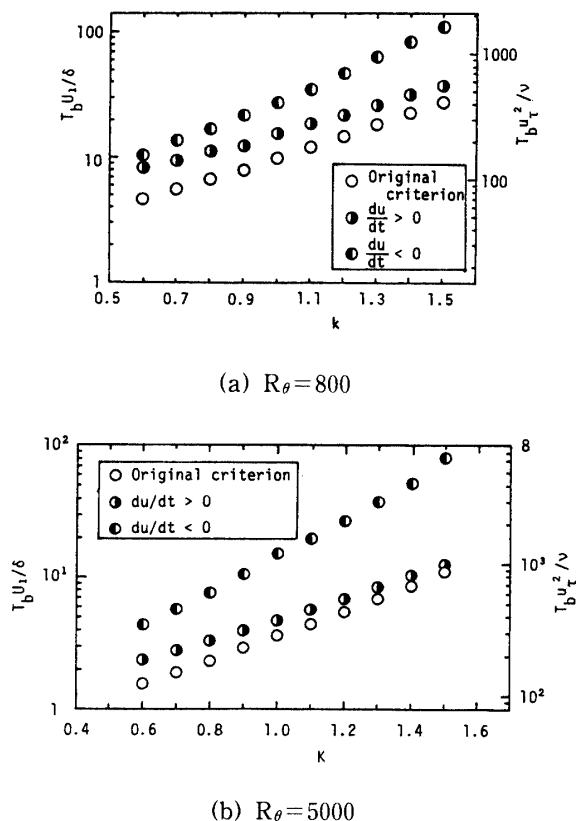
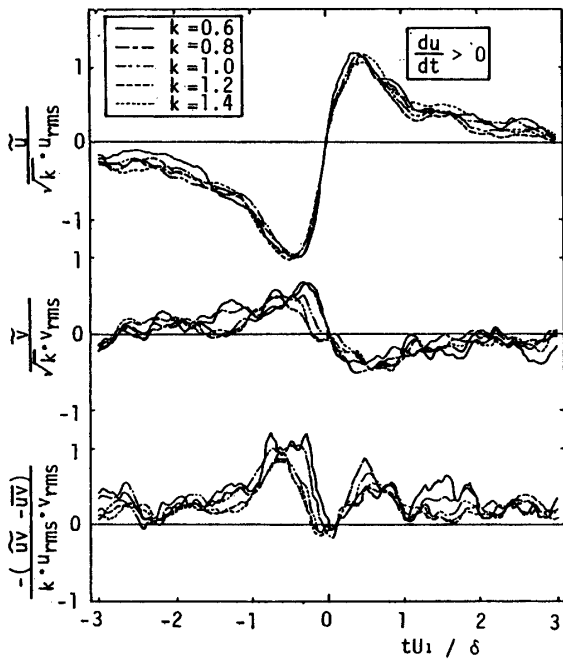


Fig.10 Effect of the threshold value on the mean bursting period.

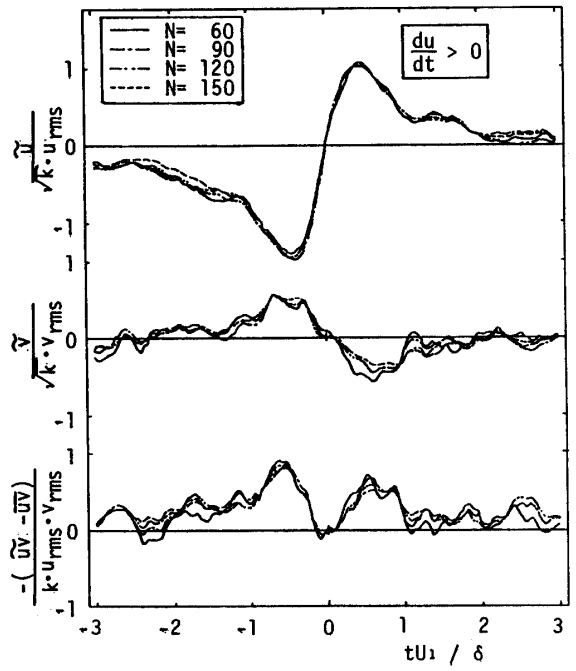
均化時間 $T^+ = 20$ 及び検出位置 $y^+ = 15$ とした。 $R_\theta = 5000$ においては上述の k による影響の調査において、 u 成分のみにおいても妥当な値が十分判断できることがわかったので、 $y^+ = 15$ において u 成分のみの分布をI型プローブにより求めた。結果をみると、 R_θ によらず $N \geq 90$ で分布は相似となることがわかる。

以上より、本実験においては実験した R_θ の範囲において、しきい値 $k = 0.8$ 、平均化時間 $T^+ = 20$ 及び平均化個数 $N \geq 90$ とし、検出時刻において $du/dt > 0$ という条件を加えた検出基準を用いることとした。

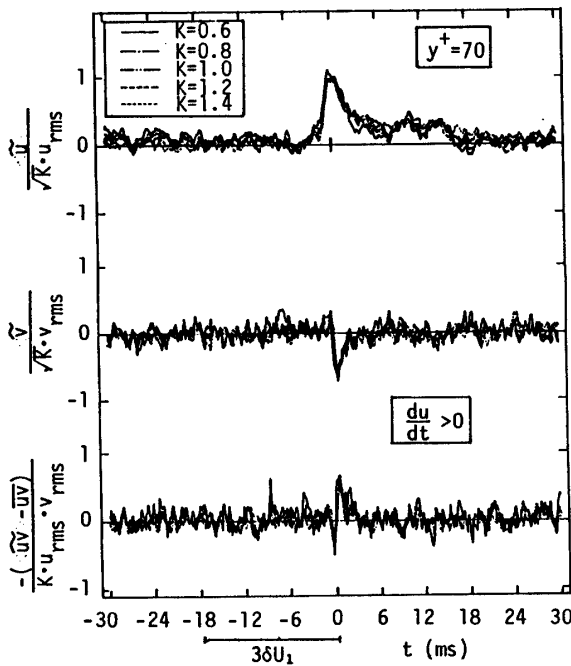
Fig. 13は上述の検出基準を用いて、バースト平均発生周波数 f_b の検出位置 y^+ による変化を示す。 f_b 値は内部尺度で無次元化している。 $R_\theta = 800$ において $f_b \nu / u_r^2$ は内層で一定値をとる。 R_θ 数の増加にともない内層における $f_b \nu / u_r^2$ 値は y^+ により大きく変化する傾向が強まる。このことは低レイノルズ数の $R_\theta = 800$ においては層全体を覆うような大規模な渦構造が支配的であるのに対し、高レイノルズ数の $R_\theta = 5000$ においては大小様々な寸法の渦がヒエラルキーな構造⁽¹⁸⁾をもつことを示唆している。このようにバースト平均発生周波数は検出位置 y^+ の値に強く依存することがわかる。従って、バースト現象の役割からみて、乱れ運動エネルギーが最大値をと



(a) $R_\theta=800$



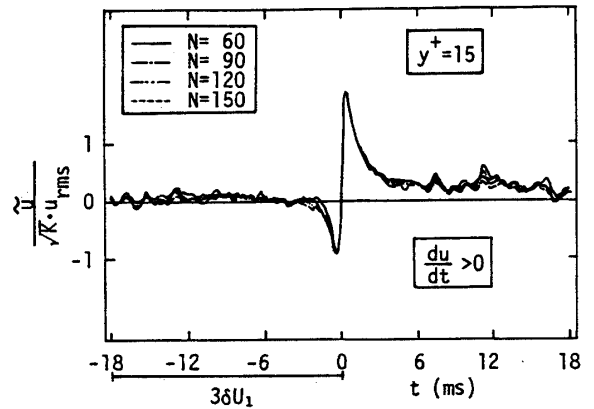
(a) $R_\theta=800$



(b) $R_\theta=5000$

Fig.11 Effect of the threshold value on the conditional averaged signals.

る位置 ($y^+=15\sim 22^{(1)}$) が検出位置として妥当と考えられる。



(b) $R_\theta=5000$

Fig.12 Effect of the number of events on the conditional averaged signals.

文 献

- 1) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 43-2 (1993), 1.
- 2) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 44-1 (1993), 1.
- 3) Townsend, A. A., "The Structure of Turbulent Shear Flow", Cambridge Univ. Press, (1976).
- 4) Monin, A. S. and Yaglom, A. M., "Statisti-

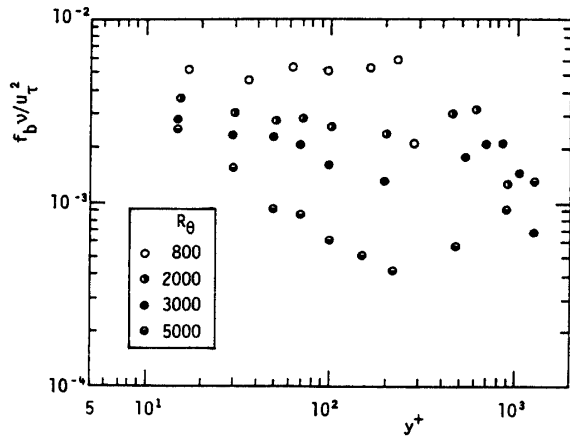


Fig.13 Mean bursting frequency as a function of y^+ .

cal Fluid Mechanics of Turbulence", The MIT Press, (1973).

- 5) Bandyopadhyay, P. R., J. Fluid Mech., 180 (1987), 231.
- 6) Townes, H. W. and Sabersky, R. H., Int. J. Heat and Mass Transf., 9 (1966), 729.
- 7) 大坂・望月, 機械学会論文集, B, 52-481 (1986), 3244.
- 8) Blackwelder, R. F. and Haritonidis, J. H., J. Fluid Mech., 132 (1983), 87.
- 9) Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E., J. Fluid Mech., 76 (1976), 89.
- 10) Rao, K. N., Narashimha, R. and Narayanan, M. A. B., J. Fluid Mech., 48 (1971), 339.
- 11) Brown, G. L. and Thomas, A. S. W., Phys. Fluids, 20-10 (1977), s243.
- 12) Lu, S. S. and Willmarth, W. W., J. Fluid Mech., 60 (1973), 481.
- 13) Smith, C. R. and Metzler, S. P., J. Fluid Mech., 129 (1983), 27.
- 14) 大坂・望月, 機械学会論文集, B, 53-486 (1987), 371.
- 15) Raupach, M. R., J. Fluid Mech., 108 (1981), 363.
- 16) Nakagawa, H. and Nezu, I., J. Fluid Mech., 80 (1977), 99.
- 17) Kline, S. J., Reynolds, W. C. Schraub, F. A. and Runstadler, P. W., J. Fluid Mech., 30 (1967), 741.
- 18) Perry, A. E. and Chong, M. S., J. Fluid Mech., 119 (1982), 173.

(平成5年10月14日受理)