

完全粗面領域における d 形粗面境界層の組織構造 (VITA法による解析)

望月信介*・大坂英雄*

Coherent Structure of a d-Type Rough Wall Boundary Layer in a Fully Rough Regime (Analysis with the VITA Technique)

Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

Abstract

Coherent structure of a d-type rough wall boundary layer at a momentum thickness Reynolds number of $R_\theta \approx 5000$ has been investigated experimentally. The conditional averaged signals and mean bursting frequency were obtained with the VITA technique. The results show that the bursting phenomenon does exist even in the present rough wall flow. However, the intensity of ejection process is smaller than that of the d-type rough wall flow at $R_\theta \approx 800$. The mean bursting frequency non-dimensionalized with the wall units takes almost the same value both in the present flow and the smooth wall flow.

1. 緒言

著者らは、既報^{(1)~(4)}において局所摩擦抵抗係数 C_f が滑面境界層のそれとほぼ等しい値をとる $R_\theta \approx 800$ の低レイノルズ数の d 形粗面境界層を VITA 法及び 4 象限分割法を用いて解析した。これらの一連の報告において、滑面境界層における結果との比較から d 形粗面境界層の組織構造の特徴を明らかにした。

ところが、一般には乱流の特徴は高いレイノルズ数において明確に記述される。d 形粗面境界層においても、平衡境界層となる重要な性質は抵抗係数が一定値をとる $R_\theta \geq 2000$ の完全粗面領域において実現される⁽⁵⁾。したがって、d 形粗面境界層の組織構造に関する事柄についてみても、完全粗面領域において調査し、低レイノルズ数のそれとの差異を明らかにしておく必要がある。

比較的高いレイノルズ数における粗面境界層の組織構造に関する研究についてみると、Raupach⁽⁶⁾、Bessemra⁽⁷⁾及び Bandyopadhyay ら⁽⁸⁾のものがある。ただこの中で、条件付抽出法を用いた定量的調査は Raupach⁽⁶⁾

の k 形粗面流に関するもののみである。一方 d 形粗面流についてみると、著者らの $R_\theta \approx 800$ における一連の報告^{(1)~(4)}があるにすぎない。

本報告においては、Coles による滑面境界層の結果⁽⁹⁾を考慮して、 $R_\theta \approx 5000$ の高レイノルズ数の d 形粗面境界層の組織構造を VITA 法を用いて解析する。これにより得られた結果と他の流れ場（低レイノルズ数の d 形粗面流、滑面流及び k 形粗面流）の結果との比較から、完全粗面領域における d 形粗面流の組織構造の特徴やレイノルズ数の効果を明らかにする。

2. 実験装置及び方法

2.1 実験装置及び条件

d 形粗面平板は、既報^{(1)~(4)}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 のペークライト製二次元矩形粗面平板である。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 $U_1 = 10 \text{ m/s}$ 、 ν は動粘度 ≈ 5000 一定とした。本粗面流は、 $R_\theta \geq 2000$ において局所摩擦抵抗係数が $C_f = 0.00404$ の一定値をとる⁽⁵⁾。主な測定対象位置は粗さ要素先端から測った距離 $x = 2900 \text{ mm}$ の溝部中央であり、そこでの境界層厚さは $\delta = 60 \text{ mm}$ であった。実験は、零

*機械工学科

圧力勾配下で主流の乱れ強さが0.2%の条件下で行われた。

各変動速度成分の測定にはI型及びX型熱線プローブと定温度型熱線流速計を用いた。高レイノルズ数の流れ場において熱線プローブを用いる場合、空間分解能には特に注意する必要がある。本実験で採用した熱線(受感部長さ及び直径がそれぞれ1 mm及び5 μ mのタングステン線)の受感部長さ l に基づくレイノルズ数は $l^+ (= l u_\tau / \nu, u_\tau$ は摩擦速度) $=30$ であり、その空間分解能は良好である⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。

2.2 条件付抽出法

本実験においては組織構造を検出する条件抽出法としてVITA法⁽¹²⁾を採用した。その検出基準に含まれる任意定数は予備実験⁽¹³⁾に基づき、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 $N=400$ とし、検出条件として検出基準時刻において $du/dt > 0$ (加速事象)を加えた。平均化時間を実時間にして $T=1.5$ msであり、これは本流れ場のコルモゴロフの時間尺度のおよそ10倍である。一方、検出基準位置は結果に大きな影響を及ぼすため、妥当な値の決定が困難である。本実験においては、 u_{rms} がピーク値をとること、さらに他の流れ場の結果との比較から $y^+ (= y u_\tau / \nu) = 15$ とした。

熱線プローブからの信号は一旦データレコーダに同時記録し、AD変換(10kHzのサンプリング周波数で10秒間収納)した後、大型計算機(ACOS 850)で処理した。その時、AD変換におけるサンプリング間隔は平均化時間の1/15と十分小さい値であった⁽¹⁰⁾。

3. 結果及び考察

3.1 平均速度場

組織構造の解析を行う前に、平均速度分布から本粗面流の特徴を述べておく。Fig. 1は対数速度分布を示す。摩擦速度は直接測定⁽⁵⁾により求め、原点補正值は古屋・藤田⁽¹⁴⁾の方法に従って決定した。本流れ場において、原点補正值は $d=0.18$ mmであり、この d の値に基づくレイノルズ数は $d u_\tau / \nu = 5.4$ であった。対数速度分布の成立が $y^+ = 35 \sim 250$ ($y^+ = 250$ は $y / \delta = 0.14$ に相当)の広い範囲にみられる。その直線部の傾きは滑面流のもの(図中、上方の実線)と同じであり、カルマン定数が本粗面流と滑面流とで同じであることを示している。しかし速度分布は滑面流のそれから下方に大きく平行移動し、粗さによる抵抗の大幅な増加がうかがえる。分布の下方への平行移動量である粗さ関数は本流れ場において $\Delta U / u_\tau = 4.3$ であり、 $R_\theta \approx 800$ の場合の $\Delta U / u_\tau = 0.2$ と比べかなり大きい。

3.2 集合平均波形分布

$R_\theta \approx 800$ のd形粗面流⁽³⁾⁽⁴⁾及び滑面流⁽¹⁵⁾における組織構造に関する解析結果から、バースト現象に関連する乱れの生成や縦渦構造は $y^+ < 100$ の壁近傍において観察されている。そこでまず始めに、 $y^+ \leq 100$ の範囲を詳細に調べてみる。Fig. 2はVITA法を用いて得られた流れ方向 u 変動速度成分の集合平均波形分布である。結果はそれぞれ局所位置の u_{rms} 値で無次元化した。検出プローブを設置した $y^+ = 15$ についてみると、 $t <$

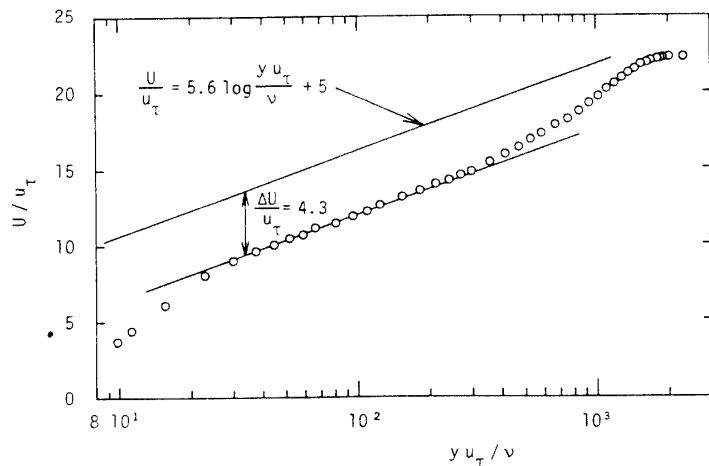


Fig. 1 Logarithmic velocity profile.

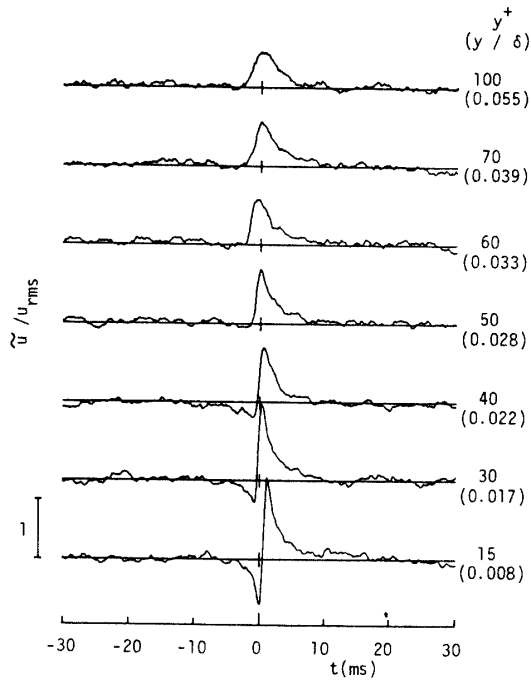


Fig. 2 Conditional averaged signals of the streamwise fluctuating velocity component in the region of $y^+ \leq 100$.

0の範囲で $\tilde{u} < 0$ 、 $t > 0$ の範囲で $\tilde{u} > 0$ 及び $t = 0$ 付近で急加速するという分布傾向を示している。これは $R_\theta \approx 800$ のd形粗面流⁽¹⁾及び滑面流⁽¹²⁾で得られているものと類似の現象である。したがって、エジェクション過程からスイープ過程へと至る一連のバースト現象が、本流れ場においても存在するものと解釈される⁽¹²⁾。但し、減速($\tilde{u} < 0$)の程度が加速($\tilde{u} > 0$)の程度よりも小さい。これは減速の程度が加速のそれを上回った $R_\theta \approx 800$ の傾向⁽¹⁾と逆の傾向であり、注目すべき事柄である。Andreopolosら⁽¹⁶⁾も滑面流において、 R_θ 数の変化に対し同様の傾向を報告している。この見解と他の物理量の変化を考え合わせると、このエジェクション過程に相当する $\tilde{u} < 0$ の振幅の減少は R_θ 数の変化の効果として解釈される。一方、スイープ過程に相当する $\tilde{u} > 0$ の振幅は、 $R_\theta \approx 800$ のもの⁽¹⁾と同程度である。次に、 $y^+ > 15$ の範囲についてみる。エジェクション過程に対応する $\tilde{u} < 0$ の波形は、 $y^+ \leq 40$ の範囲のみで見られる。これに対し $R_\theta \approx 800$ のd形粗面流においては、 $\tilde{u} < 0$ の波形は $y^+ \leq 163$ ($y/\delta \leq 0.52$)の広い範囲で見られた。また、 $R_\theta \approx 4000$ の滑面流の結果では $\tilde{u} < 0$ の波形は $y^+ \leq 40$ の範囲で得られている。これらより、 $R_\theta \approx 800$ のd形粗面流においては、エジェクション過程はレイノルズ応力への寄与に極めて大きく作用しない。これに対し、事

象の寄与及び継続時間が大きく、目立つ存在となることが分かる。スイープ過程に相当する $\tilde{u} > 0$ の振幅はここで調べた $y^+ \leq 100$ の全ての範囲で見られる。また、減速から急加速へと変化する時刻は y^+ が大きい位置ほど早い時刻で生じており、本流れ場においても壁面に対し前傾した渦構造⁽¹⁷⁾の存在が推測できる。

Fig. 3において、集合平均速度分布と時間平均速度分布との比較を示す。図中のプロット点は集合平均速度分布 $(U + \tilde{u})/U_1$ 、実線は時間平均速度分布 U/U_1 を示す。集合平均速度分布の時間平均速度分布からのずれは、 $t = -2.4 \sim 9.6$ msの間で見られる。 $t = -2.4 \sim 0$ msにおいては、壁近傍の減速(時間平均速度よりも小)を示す流体と上方の加速(時間平均速度よりも大)を示す流体の干渉により、 $y^+ \approx 40$ 付近に変曲点が生じている。この結果は $R_\theta \approx 800$ のd形粗面流⁽¹⁾及び滑面流⁽¹²⁾で得られたものと類似である。したがって、本流れ場においてもバースト現象が存在し、それはKlineら⁽¹⁷⁾により提案されたモデルと同じ一連の過程を経て乱れの生成へと至るものと考えられる。上述した変曲点は壁近傍の低運動量流体の上昇をともなう縦渦構造と、その上方にある高運動量流体の下降をともなう大規模三次元渦構造との干渉により生じることが既報⁽⁹⁾における解析が明らかとなっている。 $t = 0 \sim 9.6$ msにおいては、図示したほぼ全領域で加速となっている。

以上述べた \tilde{u} 成分の結果からバースト現象の存在が示唆されたが、その確認とレイノルズ応力への寄与を明らかにするためには v 及び uv 成分も含めた解析が必要である。Fig. 4は v 及び uv 成分も含めた層全体における集合平均波形の解析結果を示す。 \tilde{u} 及び \tilde{v} 成分は局所位置のrms値で無次元化し、 \tilde{uv} 成分については局所のレイノルズ応力値を差し引いた後 $u_{rms} \cdot v_{rms}$ 値で無次元化して表示した。 \tilde{u} 及び \tilde{v} 成分についてみると、 $y^+ = 70$ の位置で $t < 0$ の領域に $\tilde{v} > 0$ の分布がみられ、エジェクション過程($\tilde{u} < 0$ 、 $\tilde{v} > 0$)の存在を示している。しかし、そのピーク値は非常に小さく、 $R_\theta \approx 800$ のd形粗面流⁽¹⁾のものとは大きく異なる。一方、 $t > 0$ の領域のスイープ過程($\tilde{u} > 0$ 、 $\tilde{v} < 0$)は外層を含めた $y^+ \leq 480$ ($y/\delta \leq 0.26$)の範囲で見られ、バースト現象が外層の構造と関連を持つことを示唆している。 \tilde{uv} 成分についてみると、 $y^+ = 70$ 位置でスイープ過程に対応するピーク値が存在するが、その他の位置ではこれに対応するピーク値はみられない。これまでバースト事象による \tilde{uv} 成分への大きな寄与は、低運動量流体塊が上昇するエジェクション過程において得られている⁽¹⁾。したがって、本流れ場においても $\tilde{u} < 0$ の減速がみられた $y^+ \leq 40$ の範囲で \tilde{uv} 成分の大きなピーク値が期待され、

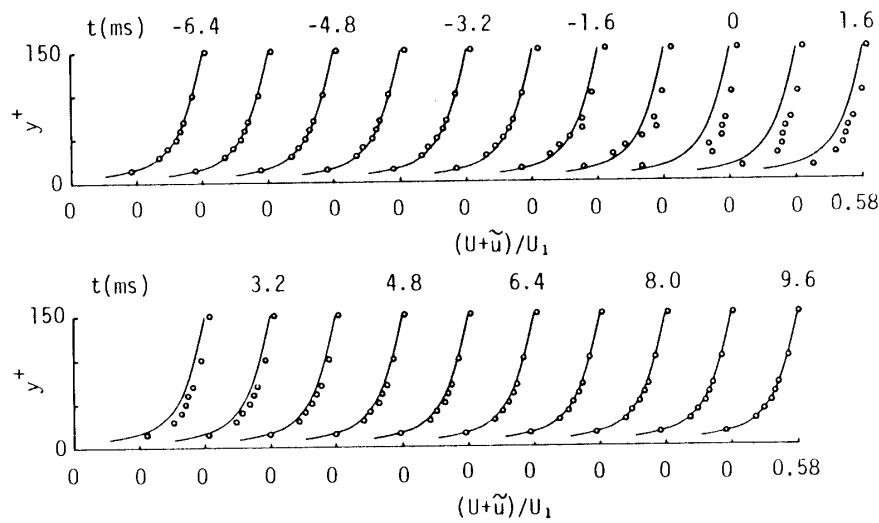


Fig. 3 Sequence of instantaneous velocity profile during the bursting phenomenon and its comparison to the mean velocity profile.

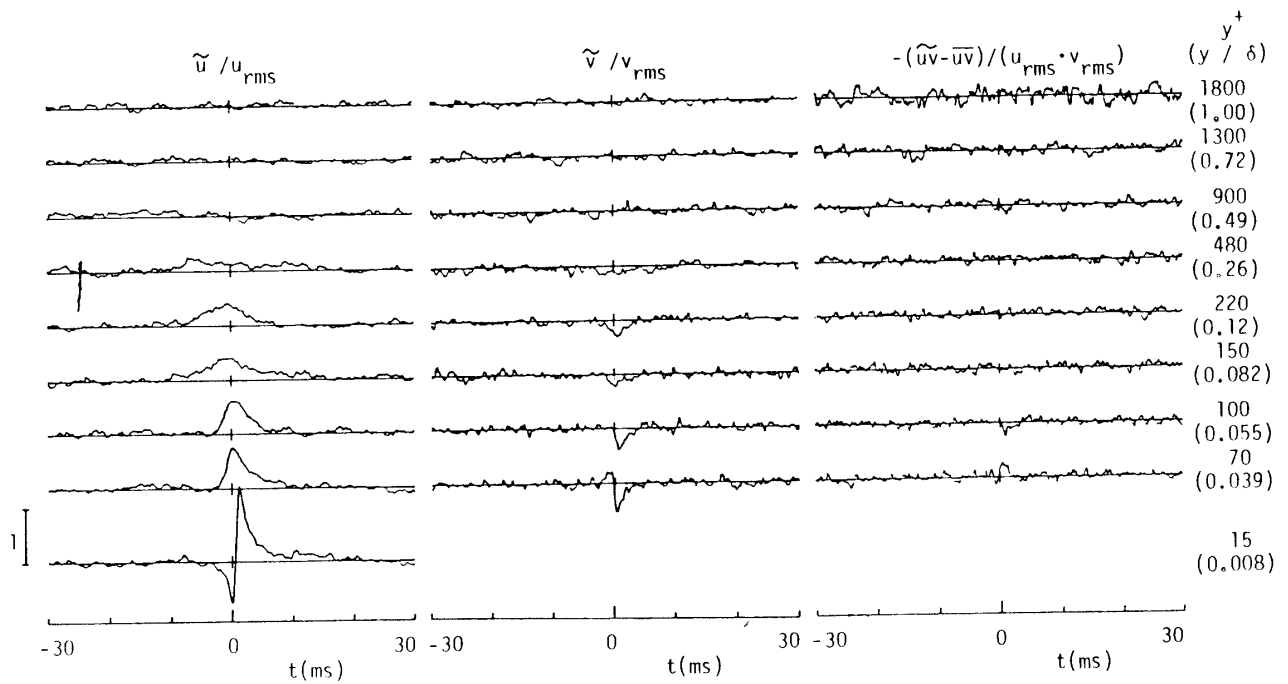


Fig. 4 Conditional averaged signals in the whole layer.

今後この極めて壁近傍における uv 成分の測定が望まれる。

上述した結果より、 $R_\theta \approx 5000$ の高レイノルズ数の d 形粗面境界層においてもバースト現象が存在することが明らかとなった。またそのバースト現象は、 \tilde{u} , \tilde{v} 及び $\tilde{u}\tilde{v}$ 成分の分布から、 $R_\theta \approx 800$ の d 形粗面流及び滑面流のものと同様であると考えられる。但し、エジェクション

過程の振幅と観察される y 方向範囲は $R_\theta \approx 800$ のものと比べ小さい。

3.3 バースト平均発生周波数

Fig. 5 は内層の範囲のバースト平均発生周波数を内部及び外部尺度で無次元化して示す。無次元バースト平均発生周波数は $y^+ = 15$ で最大値 ($f_b \delta / U_1 = 0.29$,

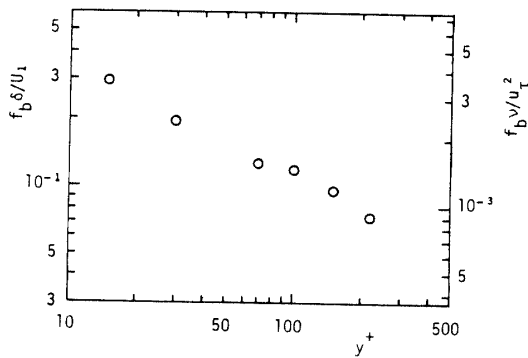


Fig. 5 Mean bursting frequency in the inner layer.

$f_b \nu / u_r^2 = 0.0036$) をとり, y^+ の増加につれ単調に減少する. バースト平均発生周波数の検出位置に対する依存性は, 滑面流においても同様に報告されている⁽¹⁰⁾. しかし, この結果はバースト平均発生周波数が $y / \delta < 0.8$ の範囲ではほぼ一定を示した $R_\theta \approx 800$ のそれ⁽¹⁸⁾ とは大きな差異を示すものである. Head ら⁽¹⁹⁾ の滑面境界層の可視化によると, 外層は $R_\theta < 1000$ においては境界層厚さと同程度の寸法を持つヘアピン渦により占められており, 一方 $R_\theta > 1000$ においては種々の寸法をもつヘアピン渦の集合から大渦が成り立っていることが観察されている. 前述のように, バースト現象がヘアピン渦の根元と予想される縦渦構造と大規模三次元渦構造との干渉による変曲点不安定を通じて発生すると考えると, 種々の寸法のヘアピン渦の存在は種々のスケールにおいてバースト現象を生じさせるのもと考えることもできる. また, 種々の渦寸法の発生については渦伸長 (Vortex stretching) の効果⁽²⁰⁾ が考慮される. すなわち, 渦の引き伸ばし作用はレイノルズ数の増加にともない, ますます小スケールの渦を作り出すものと解釈される.

Fig. 6 において, バースト平均発生周波数の R_θ 数に対する変化と他の流れ場の結果との比較を示す. 結果はいずれも $y^+ = 15$ において得られたものであり, 無次元化は滑面流における報告⁽¹⁰⁾ を考慮して内部尺度を用いた. なお, d形粗面流については, 妥当なしきい値の範囲 $K = 0.8 \sim 1.2$ ⁽¹³⁾ を考慮して結果を表示した. d形粗面流についてみると, $R_\theta = 800$ 及び 5000 のとき $f_b \nu / u_r^2 = 0.0056$ 及び 0.0039 であり, R_θ 数の増加により $f_b \nu / u_r^2$ の値は減少している. 一方図示していないが, 外部尺度で無次元化した値は $R_\theta = 800$ 及び 5000 のとき $f_b \delta / U_1 = 0.089$ 及び 0.29 と R_θ 数の増加により大きく増加している. このことから, 内部尺度で無次元化し

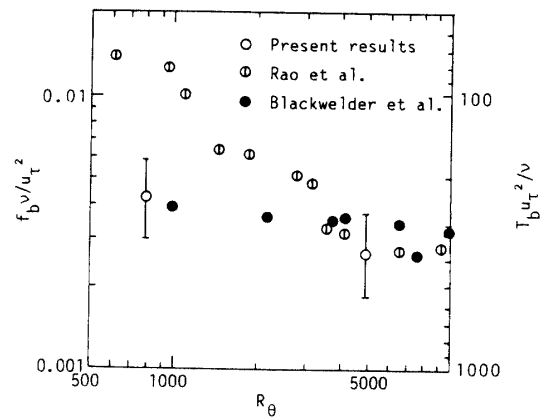


Fig. 6 Dependence of the mean bursting frequency on the Reynolds number.

たバースト平均発生周波数は R_θ 数の変化に対して大きく変化しないことが分かる. 滑面流の結果と比較してみると, Rao ら⁽²¹⁾ の $f_b \nu / u_r^2$ の値は R_θ 数の増加に対してかなり減少して, $R_\theta \approx 5000$ において本粗面流と同程度の値となっている. 但し, Rao ら⁽²¹⁾ はバースト現象の検出にバンドパスフィルターを採用しており, 比較には注意を要する. Rao ら⁽²¹⁾ の用いたバンドパスフィルターの周波数はおよそ 5 KHz であった. 一方, Blackwelder ら⁽¹⁰⁾ の $f_b \nu / u_r^2$ の値は R_θ 数の増加に対しわずかに減少しており, ここで示した R_θ 数の全範囲において本粗面流の値に近い. したがって, 内部尺度で無次元化したバースト平均発生周波数は d形粗面流と滑面流とではほぼ同程度の値をとることが分かる. 図示していないが, 外部尺度で無次元化した滑面流のバースト平均発生周波数は $R_\theta = 1000$ 及び 4500 のとき $f_b \delta / U_1 = 0.089$ 及び 0.166 であり, 本粗面流の値と比較した場合 $R_\theta \approx 800$ ではほぼ等しいが, $R_\theta \approx 5000$ では本粗面流のほうがかなり大きい. $R_\theta \approx 800$ の結果については, 両者はほぼ等しい C_f の値をとることから上述の結果は理解できる. 一方 $R_\theta \approx 5000$ のとき, 抵抗係数の増加にともないバースト現象が頻繁に発生しているものと解釈される.

4. 結 言

完全粗面領域にある $R_\theta \approx 5000$ の d形粗面境界層の組織構造を V I T A法を用いて解析し, 以下に示す結論を得た.

- (1) \bar{u} 成分波形分布から, $\bar{u} < 0$ から急加速を経て $\bar{u} > 0$ へと変化する一連のバースト現象の存在が明らか

となった。また、集合平均速度分布と時間平均速度分布との比較から、本粗面流におけるバースト現象も $R_\theta \approx 800$ の d 形粗面流及び滑面流におけるものと類似の過程を経ることが考えられる。

- (2) R_θ 数の増加により、集合平均波形におけるエジェクション過程の振幅及び観察される y 方向範囲が小さくなる。
- (3) バースト平均発生周波数は検出位置により変化し、 y^+ の増加に対し $f_b \nu / u_\tau^2$ の値は減少した。内部尺度で無次元化したバースト平均発生周波数は R_θ 数の変化に対しわずかに減少し、d 形粗面流と滑面流とではほぼ同程度の値を示した。一方、外部尺度で無次元化したバースト平均発生周波数は、 $R_\theta \approx 800$ では d 形粗面流と滑面流とではほぼ同程度の値をとるが、 $R_\theta \approx 5000$ では d 形粗面流の値がかなり大きい。

文 献

- 1) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 39-2, 1, (1989)
- 2) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 40-1, 1, (1989)
- 3) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 41-1, 1, (1990)
- 4) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 41-2, 1, (1991)
- 5) 大坂, 他 2 名, 機論 B, 50-458, 2299, (1984)
- 6) Raupach, M. R., J. Fluid Mech., 108, 363, (1981)
- 7) Bessem, J. M. and Stevense, L. T., Phys. Fluids, 27-9, 2365, (1984)
- 8) Bandyopadhyay, P. R. and Watson, R. D., Phys. Fluids, 31-7, 1877, (1988)
- 9) Coles, D. E., J. Fluid Mech., 1, 191, (1956)
- 10) Blackwelder, R. F. and Haritonidid, J.H., J. Fluid Mech., 132, 87, (1983)
- 11) Ligrani, P. M. and Bradshaw, P., Exp. Fluids, 5, 407, (1987)
- 12) Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E., J. Fluid Mech., 76, 89, (1976)
- 13) 大坂・望月, 機論 B, 52-481, 3224, (1986)
- 14) 古屋・藤田, 機論, 32-237, 725, (1966)
- 15) Kim, J., Phys. Fluids, 28-1, 52, (1985)
- 16) Andreopoulos, J., 他 2 名, Exp. Fluids, 2-1, 7, (1984)
- 17) Brown, G. L. and Thomas, A. S. W., Phys. Fluids, 10, s243, (1977)
- 18) Kline, S. J., 他 3 名, J. Fluid Mech., 30-4, 741, (1967)
- 19) Head, M. R. and Bandyopadhyay, P., J. Fluid Mech., 107, 297, (1981)
- 20) Wei, T. and Willmarth, W. W., J. Fluid Mech., 204, 57, (1989)
- (21) Rao, K. N., 他 2 名, J. Fluid Mech., 48, 339, (1971)

(平成 3 年 4 月 13 日受理)