d 形粗面上の乱流境界層の統計的性質*

大坂 英雄**, 影山 芳郎**, 小山 さとる***

Statistical Characteristics of a Turbulent Boundary Layer
over a d-Type Rough Surface

by Hideo OSAKA, Yoshiro KAGEYAMA, and Satoru OYAMA

The turbulent structure of the turbulent boundary layer over a d-type rough surface was examined using both x type-hot wire and usual time averaged procedure, and hot-wire rakes and conditional sampling techniques. Results showed that even in the present rough boundary layer the almost same organized structure as found in the smooth surface boundary layer existed, and that this structure was at an oblique angle of about 23 deg. to the free stream and also indicated a high degree coherence over a considerable area in the direction normal to the wall. Conditional averaged results showed that the strong accelerations of the streamwise velocity occurred at $y^+ = 15$ to $y/\delta = 0.7$. It could be deduced from this pattern that there existed the events associated with the bursting phenomenon.

Key Words: Boundary Layer, d-Type Rough Wall, Turbulent Structure, Statistical Quantities, Multi-Point Simultaneously Sampling, Coherent Structure

1. 緒 言

著者らは既報⁽¹⁾において、d 形粗面上の乱流境界層の平均量特性を壁面摩擦応力の直接測定値を基礎として考察した。また、壁近傍の平均量特性および条件抽出法を用いた測定から、壁近傍の組織構造について若干調べた⁽²⁾。一方、滑面上の乱流境界層の外層では間欠性を示す組織構造(乱流バルジ)が知られており、壁近傍のバースト現象との関連が注目⁽³⁾されている。本研究で対象としている d 形粗面上の境界層においても、外層の組織構造と壁近傍の乱流構造との相互作用が予想され、それは滑面の場合と異なるものと思われる。したがって、各統計量や組織構造に差が現れ、それを測定することにより本流れ場の特徴を明らかにできるものと考えられる。しかしながら、これまでに粗面乱流境界層の統計量や組織構造に関する測定はきわめて少なく、d 形粗面上の境界層に限ると皆無である。

そこで、本研究では d 形粗面上の全領域における統計量の測定と多点同時測定による条件付き平均を求

め、滑面上の乱流境界層の構造との違いを検討する。

本文中で示す記号は既報⁽¹⁾と同一であるものは省略し、新たに生じるものはそのつど説明を加える。

2. 実験装置および方法

本実験に用いた風洞、測定平板は既報⁽¹⁾⁽²⁾と同一であり、主な測定対象位置は $x = 1825.5$ mm 位置(粗面要素間の溝部中央)である。測定は零圧力こう配下で、単位レイノルズ数 $U_1/\nu = 10^6 \text{ m}^{-1}$ ($U_1 \approx 15$ m/s, U_1 は主流速度)で行った。1点および2点統計量の測定には I 形と X 形プローブ(既報と同じ)を用い、熱線流速計からの出力信号を直接デジタル方式の解析装置に入力して求めた。

多点同時測定(本実験では7本の I 形プローブによる RAKE 法)による条件抽出法は VITA 法⁽⁴⁾を用いた。検出基準位置は $y^+ = u_\tau y/\nu = 15$ とし、特性時間は $Tu_\tau^2/\nu = 10$ (T は局所の平均化時間)、検出関数を評価する際のしきい値 k は 1.0 とした。この値は従来滑面境界層で用いられている値であり、本滑面の場合にも妥当な結果が得られたので用いた。流れ方向速度変動 u の多点同時信号はまずデータレコーダに記録し、その後 A-D 変換(7チャンネルのデータそれぞれ、20 kHz のサンプリング速度で 5 s 収納)した後、大形計

* 昭和 59 年 8 月 28 日 第 927 回講演会において講演、原稿受付 昭和 59 年 1 月 30 日。

** 正員、山口大学工学部(〒755 宇部市常盤台)。

*** 学生員、山口大学大学院。

算機で処理した。VITA 法で検出された事象は 1 s に 15 事象であるが、7 点の同時測定を行っているため、集合平均は 59 事象について求めた。これは従来の 2 点同時測定による VITA 法の場合 (約 200~400 事象について平均化) と比べはるかに少ない平均化個数であるが、本実験の場合すべての測定点 (7 点) で同時に事象を検出しているため、従来の方法よりすぐれていると考えられる。

一方、外層の間欠係数の算出にも多点同時測定の実験データが用いられたが、検出方法は Murlis ら⁽⁵⁾に習い wholesale 法 (本実験の場合、保持時間は 0.25 ms) を用いた。検出基準は $(\partial u / \partial t)^2 \geq 0.2 (\partial u / \partial t)^2$ のしきい値を満足する時間の領域は乱流、その他は非乱流域と判定し、その時間割合を間欠係数 γ と定義した。なお、大形計算機による変動速度の数値微分は文献 (6) を参考にした。

3. 結果および考察

3.1 1 点統計量 変動速度の確率密度関数の高次モーメントは境界層内の壁近傍あるいは外層の組織構造と関連することが従来いわれている。そこで変動速度の x, y, z 方向成分のひずみ度 $S(u), S(v)$ および $S(w)$ を調べてみる。結果を図 1 に示す。 $S(u)$ 分布は壁近傍 ($y/\delta < 0.1$) で正を取り、滑面上の境界層と同様の傾向を示す。これを Wood ら⁽⁷⁾は d 形粗面境界層において、高速流体の sweep に基づく結果であると説明している。 y/δ が大きくなるにつれ $S(u)$ は負の値となり、 $y/\delta \cong 1.0$ で負の極値をとる。 $S(v)$ 分布は内層 ($y/\delta < 0.2$) で正であり、これは一般に ejection と関連すると説明されている。 y/δ が大きくなるにつれ、 $S(v)$ は $S(u)$ の傾向とまったく逆となり、 $y/\delta \cong 0.9$ で正の極値をとる。しかし境界層の外側の領域で

図 1 各変動速度成分のひずみ度分布

$S(u), S(v)$ とも急減少する。 $S(w)$ は内層から外層にかけて零の値に近いが、外縁近くで若干正の値をとり滑面の結果と異なる。このように外層から外縁領域では乱れはガウス分布から大きくはずれている。これは外層領域における間欠性のためと思われる。図示していないが、偏平度についてみると、外縁領域で w 成分の偏平度 $F(w)$ の分布が滑面の結果と比べ大きく変化している。一般に偏平度は大振幅の変動の程度を表すため、d 形粗面の外縁領域の乱流バルジのスパン方向尺度が滑面境界層のそれと異なるものと思われる。

図 2 および 3 は u および v 変動成分の自己相関係数と uv の相互相関係数を示す。それぞれ相関係数は

$$\left. \begin{aligned} R_{uu}(t) &= \overline{u(x)u(x,t)} / u_{rms}^2 \\ R_{vv}(t) &= \overline{v(x)v(x,t)} / v_{rms}^2 \\ R_{uv}(t) &= \overline{u(x)v(x,t)} / u_{rms}v_{rms} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

で示される。 R_{uu} 分布はより大きなゼロクロス時間遅れをもち、内層で大きい値をとる。 R_{vv} 分布は R_{uu} におおまかに似た傾向を示す。図示していないが、k 形粗面の結果⁽⁸⁾と比べ各分布傾向は同様であるが、ゼロクロス時間は小さい。d 形粗面の特徴はむしろ R_{uv} 分布に生じているようである。すなわち、時間遅れ $t=0$

図 2 自己相関係数

図 3 相互相関係数

の時の R_{uv} の値は壁近傍から外層に向かい、0.425 の値から 0.325 へと小さくなり、また R_{uv} の最大値は負の時間遅れの 0.1 ms で生じている。 R_{uv} 分布は外層にいくに従い、正・負の時間領域の分布が非対称となっていく。これは間欠領域におけるエントレインメントの効果によるものと思われる。滑面および k 形粗面の結果と比べると、実験レイノルズ数に差があるもののゼロクロス時間がかかなり小さい。

乱れエネルギーの生成・散逸に関する情報は一次元エネルギースペクトル分布からも得られる。図 4 に示す結果から明らかなように、 u, v および w 成分のスペクトル ϕ_{uu}, ϕ_{vv} および ϕ_{ww} 分布とも、 y/δ の位置の変化により形状はそれほど変化しない。しかし壁近傍の $y/\delta = 0.0375$ 位置の分布は波数 k の小さい領域でスペクトル密度は小さく、一方波数の大きい領域で大きい。本流れ場においても、通常の滑面上の境界層の結果と同様、慣性小領域を示す $-5/3$ 乗則が成立する領域が本粗面の流れにおいても存在している。コスペクトル ϕ_{uv} 分布は y/δ の値の変化により形状が大きく

変わり、壁領域で散逸的傾向が強い。この分布も $-5/3$ 乗則を示す領域が存在するようである。

3・2 時空間相関 流れ場の壁近傍から間欠領域における乱流渦の時空間構造を詳細に調べるため、 u 変動速度成分の時空間相関 $R_{uu}(\Delta x, T)$ を測定した。

$$R_{uu}(\Delta x, T) = \frac{u(x_0, t_0)u(x_0 + \Delta x, t_0 + t)}{u_{rms}(x_0)u_{rms}(x_0 + \Delta x)}$$

.....(2)

ここで、 x_0, t_0 は固定プローブ位置における座標と時刻を示し、 Δx は移動プローブの固定プローブからの位置、 t は時間遅れ、 $T = tU/\delta$ (U は x_0 における局所平均流速)である。なお、移動プローブは固定プローブと同一の高さ y で下流方向に移動させた。この時、上流側熱線の下流側熱線への影響は小さいことを確認している。図 5 はそれぞれ固定プローブを $y/\delta \approx 0.025, 0.25$ および 0.75 (それぞれ $y = 1, 10$ mm および 30 mm)の高さに設置した場合の結果である。各 y/δ の位置の R_{uu} の結果を Blackwelder ら⁽⁹⁾にならひ、2 組の対数減衰曲線の和として表示し、図中に示しておく。これは大・小 2 種類の渦の存在を示すと説明されている。これによると、ゆるやかな減衰曲線の大渦の減衰割合は小渦の場合より 1 オーダ小さく、滑面の結果⁽⁹⁾と同様である。小渦の寄与は外層 ($y/\delta = 0.75$)では無次元時間遅れ $T = 2$ まで、一方壁近傍 ($y/\delta = 0.025$)では $T = 0.75$ までである。また大渦に関する相関が e^{-1} の値となる T は、外層で 7.96、壁近傍で 1.87 であり、外層のほうがはるかに減衰がゆるやかである。乱流渦のうち大渦の寄与する割合を表すといわれている $T = 0$ における大渦の減衰曲線がとる相関値は、外層で 80%、壁近傍で 56%であり、外層のほうが大渦の寄与する割合が大きい。逆にいえば、壁近傍のほうはそれだけ小渦の寄与が大きく、散逸的傾向を示すものと思われる。この大渦の寄与割合は滑面境界層の結果と同程度であり、特に d 形粗面の影響を直接受けやすい $y/\delta = 0.025$ の壁近傍において著しい変化を生ずることはない。ただ、さらに壁近くになると既

図 4 一次元エネルギースペクトル分布

図 5 時空間相関係数

報⁽²⁾の結果において観察されたように、粗面要素の相対位置による変化が各平均量に生じるため、大渦の寄与割合が変化する可能性がある。

ここで、テイラーの仮説の妥当性を調べてみよう。相互相関係数 $R_{uu}(\Delta x, T)$ がピークをもつ時間遅れ $t_{\max}$ で 2 本のプローブ間距離 Δx を除した値は、 $\Delta x/t_{\max} = U^*$ として渦塊の対流速度を示すものと思われる。これを用いて求めた U^* は、それぞれ $y/\delta \approx 0.025$, 0.25, 0.75 の位置で、 $0.46 U_i$, $0.67 U_i$ および $0.96 U_i$ であり、それぞれの高さにおける局所平均流速の 96~98% である。これは滑面の結果⁽⁹⁾とよく一致しており、乱れの凍結パターンを利用する手法が本流れ場でも適用できることを示す。

次に、 x, y, z 方向相互相関から乱流渦の空間的構造を調べてみた。図 6 は固定プローブを $y/\delta \approx 0.025$ と 0.75 においた場合の空間相互相関 [式 (2) において $R_{uu}(\Delta x)$, $R_{uu}(\Delta y)$, $R_{uu}(\Delta z)$ としたもので、 x 方向はテイラーの仮説を利用して自己相関から、 y および z 方向はそれぞれ両プローブ間距離を $\Delta y, \Delta z$ だけ離して求めた] を示す。固定プローブが壁近傍の場合、 $R_{uu}(\Delta x)$ の分布の広がり最も広く、 $R_{uu}(\Delta z)$ の分布が最も狭い。 $R_{uu}(\Delta y)$ の分布は Δy の正・負の領域で非対称となっている。滑面の結果⁽¹⁰⁾と比べ

ると、 $R_{uu}(\Delta x)$ は Δx の小さい範囲で値が小さく、 $R_{uu}(\Delta y)$, $R_{uu}(\Delta z)$ はほぼ同程度である。 $R_{uu}(\Delta x)$ が滑面より小さい傾向は、前述のように散逸的傾向が強いことを示す。図示していないが、 $y/\delta \approx 0.25$ の分布は壁近傍の結果より広がりが大きくなっており、また $R_{uu}(\Delta y)$ の分布も Δy の正・負の領域でほぼ対称となっている。外層の結果をみると、すべての相関係数の分布は広がっており、外層に向かうほど大渦の尺度が増加するものと思われる。滑面の結果と比べてみると、 $R_{uu}(\Delta x)$ の分布はかなり大きい値をとっており、一方 $R_{uu}(\Delta z)$ の分布はかなり狭い分布を示している。なお、 $R_{uu}(\Delta y)$ の分布はほぼ同様である。

以上の結果を利用して等相関線図 (xy 面と xz 面について示す) を描いたものを図 7 に示す。 $y/\delta \approx 0.025$ の位置の結果をみると、壁近傍における組織構造を示唆するように xy 面内で渦の形状が流れ方向に傾きをもっており、滑面の結果⁽⁹⁾と同様な分布傾向を示している。この等相関線が傾きをもつ構造は滑面流れの場合、壁近くの低速流体が上昇する軌跡と一致し、バーストの統計的形狀を示すものといわれている。本流れの場合、最大相関を連ねた軌跡は壁面に対し約 23° の傾きをもっており、滑面のバーストの場合にいわれている角度の 18° とはやや異なる。また等相関線は外層領域まで広がっており、壁近傍と外層の渦構造の間に d 形粗面流れの場合にも相互関係があることを示唆す

図 6 空間相互相関係数分布

図 7 等相関線図

るものと思われる。 y/δ の大きい位置の結果は等相関線の範囲が広がっており、大渦の尺度の増大を示すものであろう。外層に固定点がある場合の結果をみると、等相関線が内層にまで広がっており、両領域の相互の関係の存在をやはり裏付けるものと思われる。 yz 面内の等相関線の形状をみると、すべての位置の分布が y 軸に対して対称な分布形状をとっているが、壁近傍と外層とで形状に差がみられる。 xz 面内の等相関線の形状を他の研究者の結果と比較すると、本 d 形粗面では流れ方向に 2.8 : 1 の割合で引き伸ばされた形をとるのに対し、Kovasznyai⁽¹¹⁾ は逆圧力こう配下の滑面境界層で 2 : 1、小橋ら⁽¹²⁾ は逆圧力こう配下の平衡境界層で 3 : 1 の結果を報告している。

3・3 乱れの尺度 d 形粗面乱流境界層において大渦および小渦の尺度が当然滑面の結果と異なることが予想される。自己相関係数 $R_{uu}(t)$ から求められる積分特性距離 L は、いわゆる大渦の尺度を示すといわれており、下式

$$L/\delta = U \int_0^{t_\infty} R_{uu}(t) dt / \delta \quad \dots\dots\dots (3)$$

から算出できる。ここで、 U は局所の平均流速、 t_∞ はゼロクロス時間である。図 8 に示す結果をみると、層内を通じ $L/\delta = 0.4$ でほぼ一定値をとっている。これは滑面や k 形粗面の結果と一致しているが、内層で k 形粗面のものと、また外層で滑面の結果とかなり異なっている。これからみるかぎり、外層から外端にかけて本 d 形粗面の大渦の尺度が滑面のもの⁽¹³⁾と比べ大きくなっており、前述の空間相互相関にも現れていた。

テイラーの微分尺度 λ およびコルモゴロフの散逸尺度 l_e は乱流運動エネルギーの散逸率と関連づけられ

た、いわゆる小渦の尺度を示す。これらは、それぞれ下式

$$\lambda/\delta = (15\nu \overline{u_z^2}/\varepsilon)^{1/2}/\delta \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$l_e/\delta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}/\delta \quad \dots\dots\dots (5)$$

で示されるもので、結果は L と同様、図 8 に示されている。ここで、散逸率 ε は既報⁽¹⁾で求めた値を利用した。 λ の分布は内層と外端を除き、層内を通じ $\lambda/\delta = 0.075$ でほぼ一定である。これに対し l_e の分布は境界層外縁に向かい徐々に増加していき、 $l_e/\delta = 0.002 \sim 0.004$ の範囲をとる。以上の各乱流渦の尺度の関係を求めると、 $\lambda/L \approx 1/5$ 、 $l_e/L \approx 1/50 \sim 1/100$ である。この関係はレイノルズ数 $u_{rms}L/\nu$ の値に依存することが知られているが、上述の比の値はほぼ滑面境界層の結果と同様である。この結果は、本流れ場においても乱流レイノルズ数 $u_{rms}L/\nu$ のみで渦の尺度が規定できることを示す。

3・4 条件付き抽出法による渦構造 組織構造の存在およびその構造の滑面境界層のものとの違いを明らかにするため、2 章で述べた方法により渦構造を調べてみる。Brown ら⁽¹⁴⁾ にならい、まず 2 本の I 形プローブを用い、基準プローブ位置の信号に対する移動プローブの位置の信号の相関を求め、それが最大となる位置を調べた結果を図 9 に示す。基準位置はあらさ要素間の溝部中央の $y=0$ mm と $y=1$ mm である。既報⁽¹⁾において壁近傍のあらさ要素に対応する各平均量の変化が直接生じる範囲はたかだか 1 mm 程度であると報告した。したがって、ここで選択した固定プローブ位置は壁近傍の乱流構造の変化に対応した信号を検出できる位置とみなせる。結果をみると、移動プローブ位置は壁面に対し約 23° の傾きをもっており、また相関が明白に外層の $y/\delta = 0.75$ 付近でもみられた。このような現象に対し、Brown らはバーストの挙動を表すもので、また壁近くに生じている組織構造はほぼ境界層の厚さにまで及ぶと説明している。また Falco⁽³⁾ はこの考え方を熱線信号と煙による可視化の同時併用から観察して支持している。したがって本 d 形粗面の場合においても、壁近くから境界層外端に至るまでの

図 8 各種の乱れの尺度

図 9 固定プローブに対し最大相関をとる移動プローブの位置

広い範囲を包む組織乱流構造が存在し、それは滑面の場合に比べ若干姿勢が立ち上がった形状をしているものと推察できる。

このことを確認するため、壁面に対し 23° 傾いた位置の図 10 に示す高さの位置に 7 本の I 形プローブを配置し、 u 変動成分の同時測定を行った。基準プローブ位置はあらさ要素間の溝部中央の $y^+ = 15$ の点であり、この点と図中に示す各点の相互相関係数を式(2)に従って求め図 10 に表している。図 10 から明らかなように時間遅れ $t = 0$ の位置で、 $y/\delta \leq 0.75$ の範囲では相関値が最大となっている。またこの相関値は図示していないが、7 本のプローブを傾斜しないで求めた結

図 10 $y^+ = 15$ の点に対する各位置の相互相関係数分布

果とほぼ同じである。したがって、壁面に対し約 23° 傾いた組織構造が境界層内全体を包む範囲にわたり存在するものと思われ、この大渦構造の挙動から壁近傍のバースト現象や外層の乱流バルジとの関係を説明できそうである。

次に、壁面に対し 23° 傾いた位置に配置された多数本熱線の同時信号から VITA 法により解析した結果を図 11 に示す。検出基準位置は $y^+ = 15$ で、59 事象のバースト現象に対し集合平均を施している。その時のバースト平均発生周波数 F は $F\delta/U_1 = 0.042$ である。この値は滑面境界層で得られている 0.13 の値⁽⁴⁾に対し著しく低く、本 d 形粗面の場合バースト現象がひんぱんに生じていることを示すものであろう。後述の間欠係数測定の際に求めた乱流バルジ通過周波数 f は、 $f\delta/U_1 = 0.56$ であった。両者の周波数の違いは、Blackwelder ら⁽⁴⁾をはじめとし多くの研究者により指摘されている。しかし、本研究の結果ほどの大きな相違は滑面境界層の場合には報告されていない。図 11 の縦軸は条件平均した値 $\langle \cdot \rangle$ で集合平均を示すから長時間平均した値の差を局所の位置の u_{rms} 値で無次元化した量を示している。図 11 から明らかなように、 $y^+ = 15$ で $\langle \tilde{u} \rangle$ は最も強い加速を示しているが、 y/δ の増加につれ加速の程度が減少していき、 y/δ の大きい領域では完全に消滅している。この加速現象とその現象が生じる以前の減速傾向を示す形象は、滑面境界

図 11 条件付き平均による流れ方向速度成分

層において sweep, ejection を示すバースト現象であると説明されている。したがって本 d 形粗面においても、このような機構の存在する可能性があるものと思われる。なお、この加速を示す時刻は y/δ の値によらず同時刻において生じており、一方測定位置は外層ほど流れ方向位置が下流であるため、これからも壁面に対し傾いた組織構造が推測できる。以上の考え方に基づくと、滑面境界層において壁付近の低速流体が上昇する機構が Kline ら⁽¹⁵⁾により提唱されているが、本粗面乱流境界層における壁近傍の乱流構造が同様の機構をもつものかどうかは判断できない。

ここで、Falco⁽³⁾の可視化の結果を念頭において組織乱流モデルを提唱している Brown ら⁽¹⁴⁾の考え方について簡単に考えてみる。壁に対し 23° 傾いた線上において得られる局所の平均流速 U と、その位置における渦塊の対流速度 (図 5 から求められる U^*) との相対速度差を調べてみる。これは局所平均流速によって考えた大渦の挙動を示すものであり、大渦が U^* でもって移動すると考えると乱流塊の中には局所平均速度との差で回転する流れ成分が存在することになる。これを上述の 23° に傾いた線上についてベクトル表示したものが図 12 である。結果をみると、Brown ら⁽¹⁴⁾が推論している乱流モデルを推測できそうである。なお、流れの岐点が $y/\delta = 0.5$ 付近に存在するのがわかる。

次に、外層の間欠領域の特徴を調べるため、乱流バルジの界面の発生頻度や起伏の幅、バースト周波数について測定した。これまで粗面乱流境界層については間欠係数 γ などの測定はほとんど行われてはいない。2 章で述べた検出基準を用いて算出した間欠係数 γ の分布を図 13 に示す。従来の結果⁽⁵⁾と本方法で評価した滑面境界層の結果が妥当な一致を示したので、同一の検出基準を本 d 形粗面の場合にも適用した。結果をみると、本粗面の場合、 $\gamma = 0.5$ の値を与える乱流バルジの平均界面の位置 $\bar{Y}$ は、 $\bar{Y}/\delta \approx 0.9$ であり滑面の場合の結果ときわめて良く一致している。しかし、間欠領域の起伏の幅は本滑面の結果に比べやや狭くなっており、界面位置の標準偏差 σ は平均界面位置に対し、

図 12 壁面に 23° 傾いた線上における局所速度と対流速度の相対速度差

$\sigma/\bar{Y} = 0.157$ である。ただこの値は従来の滑面の結果とほぼ同程度である。図示していないが、乱流バルジの通過周波数 f は、平均界面 $\bar{Y}$ の位置で $f\delta/U_1 = 0.56$ であった。この値は滑面境界層の場合の値と同程度である。

4. ま と め

d 形粗面上の乱流境界層の乱流構造を調べるため、層内全域における統計量の測定と多点同時測定による条件付き抽出法を用いた解析を行い、以下のような点を明らかにした。

本流れ場の特徴は変動速度のひずみ、偏平度からみると外縁近くで滑面境界層の結果と異なっており、また特に 1 点相互相関係数 R_{uv} 分布に生じるようである。しかしながら、一次元エネルギースペクトルは滑面の結果とほぼ同様であり、 $-5/3$ 乗則を示す慣性小領域の存在がみられる。

時空間相関係数分布をみると、本 d 形粗面の壁近傍から外層にかけて滑面境界層の結果と大差ない。また本流れ場に対してもテイラーの仮説の妥当性が示された。

空間相互相関係数分布をみると、壁近傍に固定点がある場合、 $R_{uu}(\Delta x)$ は滑面のものに比べ小さいが、その他の相関係数はほぼ等しい。外層の場合には、 $R_{uu}(\Delta x)$ は滑面の相関係数に比べかなり大きい、 $R_{uu}(\Delta z)$ は逆にかなり小さい。この結果を用いて描いた等相関線図をみると、本流れ場においても壁近傍から外縁にわたり包むような組織構造、すなわち乱流塊が存在し、それは壁面に対し約 23° 傾いた構造をしているものと思われる。これは 2 点間相関あるいは 7 本のプローブを用いた同時測定の相関から確認できるものと思われる。

VITA 法を用いて求めた無次元バースト周波数が滑面の結果と比べて著しく低く、バーストの形象が本

図 13 間欠係数分布

流れ場の場合ひんぱんに生じていることが推論される。しかし間欠領域で求めた乱流バルジの通過周波数は滑面境界層の結果と同様であった。

また、VITA 法による同時測定から得られた u 変動成分の解析は、滑面の場合に知られている、ゆるやかに減速した後、急激に加速するパターンの存在を示し、それが外層の $y/\delta=0.7$ 付近まで見られた。これから、本流れ場においてもバーストに近い構造の存在を示唆できるものと思われる。

間欠係数の測定から、乱流バルジの界面の平均位置は $\bar{Y}/\delta=0.9$ で滑面の結果と等しいが、界面の起伏はやや小さい。

以上の結果から d 形粗面上の乱流境界層の乱流構造をある程度明らかにすることができた。今後、レイノルズ応力の同時測定を用いて VITA 法で解析したり、4 象限解析法を適宜導入することにより、さらに本流れ場の構造を調べていく予定である。

本研究の遂行に際し、名古屋大学工学部 中村育雄教授から有益なご教示を賜わった。ここに記して謝意

を表する。

文 献

- (1) 大坂・ほか 2 名, 機講論, No. 830-4 (昭 58-3), 143.
- (2) 大坂・ほか 4 名, 機講論, No. 835-4 (昭 58-11), 70.
- (3) Falco, R. E., *Phys. Fluids*, 20-10 (1977), s124.
- (4) Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E., *J. Fluid Mech.*, 76-1 (1976), 89.
- (5) Murlis, J., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 122 (1982), 13.
- (6) Hershey, H. C., ほか 2 名, *I & EC*, 6-3 (1967), 413.
- (7) Wood, D. H. and Antonia, R. A., *Trans. ASME, Ser. E*, 42-3 (1975), 591.
- (8) Antonia, R. A. and Luxton, R. E., *Trans. ASME, Ser. D*, 93-1 (1971), 22.
- (9) Blackwelder, R. F. and Kovasznay, L. S. G., *Phys. Fluids*, 15-9 (1972), 1545.
- (10) Grant, H. L., *J. Fluid Mech.*, 4 (1958), 149.
- (11) Kovasznay, L. S. G., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 41 (1970), 283.
- (12) 桜井・小橋, 日本航空宇宙学会誌, 28-316 (昭 55), 239.
- (13) Antonia, R. E. and Luxton, R. E., *J. Fluid Mech.*, 48-4 (1971), 721.
- (14) Brown, G. L. and Thomas, A. S. W., *Phys. Fluids*, 20-10 (1977), s243.
- (15) Kline, S. J., ほか 3 名, *J. Fluid Mech.*, 30 (1967), 741.