

各種河床条件における縦渦を伴う流れの乱流構造

中川 博次・祢津 家久・富永 晃宏

TURBULENT STRUCTURE WITH AND WITHOUT CELLULAR SECONDARY CURRENTS OVER VARIOUS BED CONFIGURATIONS

By *Hiroji* NAKAGAWA, *Iehisa* NEZU and *Akihiro* TOMINAGA

Synopsis

Many river engineers have hitherto suggested that there might exist cellular secondary currents in a straight river which had a pair of counter-rotating streamwise vortices with a vortex diameter of about the flow depth. These cellular secondary currents create various bed configurations such as sand ribbons which are alternating ridges and broad hollows and aligned parallel to the mean flow. Also, they may cause the three-dimensional flow patterns and sediment transportation in an actual river. However, the origin of the cellular secondary current and its physical mechanism are quite unknown at present.

In order to reveal the characteristics of the secondary currents and also their interrelation to the bursting phenomena occurring originally in the wall region, the present study has examined the turbulent structures in air duct flows with and without the cellular secondary currents. Considering that it was very difficult to measure precisely the secondary currents in water flow because they were only a few percentage of the main flow, they could be measured by hot-wire anemometers in two-dimensional air duct flow which corresponded similarly to open-channel flow. By systematically varying the bed configurations in which the longitudinal and alternate stripes of smooth and rough beds were set spanwisely, the generation and maintenance mechanism of the secondary currents were investigated.

As the result, the strongest secondary currents were created when the width of the stripes was equal to half of the width of the duct which corresponded to the flow depth in open-channel.

The effects of the secondary currents on the mean velocity, turbulence intensities and Reynolds stress were examined in detail, and then they could be explained well theoretically by means of (1) equation of motion, (2) equation of vorticity and (3) equation of turbulent energy.

Next, the effect of the secondary current on the bursting motion was examined by using the pattern-recognition method. Although the relative intensity of sweep to ejection motions was affected by the secondary current, the bursting period was not varied. So, it is suggested that the bursting and cellular secondary current are phenomena different from each other and both of them coexist self-consistently.

1. 序 論

直線開水路流において、2次流すなわち流下方向に回転軸を有し、水路横断方向に並列した縦渦(らせん流)が存在していることはかなり古くから知られているようであるが¹⁾、最近では木下²⁾による洪水時の河川の航空写真の解析から、この縦渦の実在が示され、開水路における大規模乱流構造というものが注目されるようになった。この縦渦および boil 現象といった大規模乱流構造が河川における流砂輸送機構、物質拡

散および河床形態等に及ぼす影響は非常に大きいと思われる。実際、Vanoni¹²⁾は浮遊砂流において浮遊砂濃度の大きい部分と小さい部分が交互に縞状にできることを示しており、室田ら⁴⁾は開水路流に染料を流した時、染料雲が縞状に輸送されることからこれを fingering 現象と名付けて、分散に及ぼす影響を評価している。また河床においては流下方向に長い砂礫の峰ができることが数多く報告されている^{5), 6)}。村本ら⁷⁾は河床に粒径の大きなガラス玉と細かい砂を一様に敷き詰めた流れにおいて、細砂が洗掘されてガラス玉が露出する部分と、細砂が堆積する部分が細長くできることを明らかにしこれを縦筋と名付け、ガラス玉露出部分では砂の移動がほとんど無く、細砂の堆積部分が土砂輸送のほとんどが行われることを示した。さらに彼らはこのような縦筋のできる流れの土砂輸送の予測に縦渦の影響を取り入れた。

これらはいずれも直線開水路において見られるものであり、遠心力や浮力といった外力の非一様性によって発生する2次流とは異なる。この縦渦の発生機構は、非円形管の流れや隅角部の流れに見られる2次流と同じように、乱れの各成分の非一様性によるものと考えられるが、現在でも明確に説明されていないようである。これは2次流の成分の値が主流に比べて非常に小さく、正確な計測が十分なされていないことに起因する。隅角部の流れの研究は数多くあり、Brandrett & Baines⁸⁾は乱れの各成分をホット・ワイヤを傾斜させる特別な方法で詳細な計測を行い、隅角部に向かう2次流の存在を明らかにしており、また Perkins⁹⁾らは渦度方程式からこの理論的な考察を行っている。一方平坦滑面開水路流における2次流に関しての理論的検討が、Ikeda¹⁰⁾、林・山田¹¹⁾および黒木ら¹²⁾によって行われているが、これも隅角部の流れと同じく乱れの非一様性が2次流の機動力として説明されている。これらの解析の結果、この2次流の横断方向の間隔が水深 h のほぼ2倍の $2h$ となることが示され、これは木下の航空写真による水面の気泡列の間隔がほぼ $2h$ となるという観測結果と一致している。

さて開水路の縦渦の計測もいくつか行われており、Müller¹³⁾は河床に砂礫を敷き通水すると河床が横断方向に波状の凹凸が細長く形成されることから、この河床を固定して流れの計測を行った。これによると、河床の凸の部分で低速でかつ乱れ強度が大きく、凹部でこの逆となることを示した。また精度は不十分ながら鉛直方向流速 V を計測し、凸部で上昇流、凹部で下降流が生じることを明らかにした。村本らは先述のガラス玉と細砂を敷きつめた実験で、細砂の堆積部分が低速でガラス玉露出部分が高速となることを示し、また底面では流れが細砂堆積部分に向かっていることを明らかにし、縦渦がこの縦筋を作るものと推測した。また森ら¹⁴⁾は、滑面開水路においても縦渦が存在するが、その空間的位置がゆっくりと変動しており不安定な状態であるということを報告している。以上のことから、おそらく縦渦によって形成されたものと思われる河床の横断方向の構造が、また逆に縦渦を空間的に安定させ、より発達させるのではないかと考えられる。実際、木下¹⁵⁾は河床に縦みぞやうろこ状の粗度を設置することによって安定した縦渦が形成されることを示し、また今本ら¹⁶⁾は流下方向に細長い角柱を水深の2倍間隔に配列すると縦渦が最も安定な状態となることを示した。

このように横断方向に凹凸な河床を人工的に作ることによって2次流を安定的に形成させようとするのもひとつの方法であるが、本研究では村本らの実験に着目し、この場合の細砂堆積部分の粗度がガラス玉露出部分の粗度より小さくなることから考え、河床の粗度が横断方向に変化する時にも安定な2次流が形成されるのではないかと考えた。本研究はこの粗度の横断方向の非一様性を作る意味で、粗面と滑面を横断方向に交互に配列した実験を行い、この時安定な2次流が形成されることを確かめ、さらに2次流の乱流構造に及ぼす影響に関して検討したものである。また同時に粗面と滑面の幅及び配置を系統的に変えてその影響を調べた。

2. 実験装置および実験方法

2.1 実験装置

本研究は開水路流における縦渦の構造を解明しようとするものであるが、実験では風洞を用いた。用いた風洞はほぼ2次元管路とみなしうるもので、開水路における水深に相当する代表長さを適当に評価すれば十

分間水路流と対比できると考えたからである。また空気流における実験では、実験操作が水流に比べて容易であり、河床条件の交換などがすみやかにできること、水流での2次流の計測は精度上きわめて困難であるが気流計測ではこれが可能なこと、および計測時間が短くてすみ（水流の約1/10）実験の能率がよいことなどが風洞で実験を行った理由である。しかし開水路流に特徴的なフルード数の効果および自由水面の影響が大きい場合はこれを見落す可能性があり、最終的には開水路での実験が必要と考えられる。

本実験で用いた風洞全体の概略図を Fig. 1 に示す。整流部分の長さは2 mで、中央の整流流は40 cm×40 cmである。拡大管の内部には急激な拡大による流れの剥離を防ぐために10メッシュ（0.61 mmφ）の金網を3枚挿入している。整流洞にはセルサイズ3/16 inch、厚さ10 cmのハニカム1個と、20メッシュ（0.3 mmφ）の金網3枚を挿入し整流効果を高めている。また縮流洞は長さ50 cmで縮流比は9/100であり、曲線

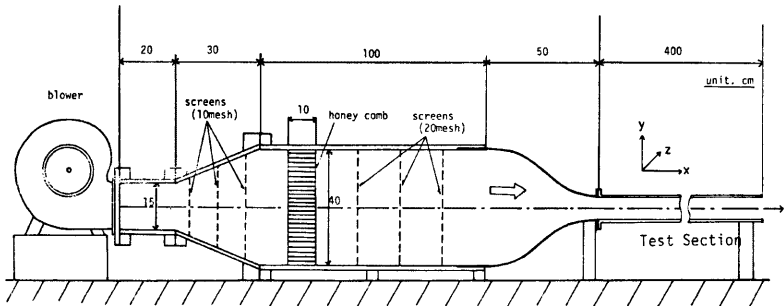


Fig. 1. Schematic diagram of wind tunnel. Test section is in two-dimensional duct flow of 8 cm×18 cm cross-section.

形は一般的に用いられている正弦曲線を採用した。計測部分は幅18 cm、高さ8 cmの亚克力製長方形断面風路で長さは4 mである。計測位置は縮流洞出口より175 cm下流のところである。また計測位置までの区間が短いことが懸念されたため、入口に幅5 cmの粗いサンドペーパーを上下面に張り境界層の発達を促進し、計測位置において十分に発達した2次元管路乱流が得られるようにした。

2.2 実験方法および解析方法

本実験の実験条件を Table 1 にまた記号の定義図を Fig. 2 に示す。ここで U_{max} は最大流速であり、鉛直方向の代表長として $U = U_{max}$ となる高さ h を用いている。 U_m は流速分布から求めた平均流速で 'ー' は横断方向にわたっての平均を意味する。Case 1 および Case 2 はそれぞれ底面全体が滑面および粗面の場合である。粗度としては合成樹脂製の玄関マットを使用し、突起部の高さは約7 mm、全体の厚さは約1 cmである。突起部の形状は角錐状で5 mm 間隔の格子状に配列されており、十分均一な粗度とみなされる。Case 3~6 は粗面と滑面を交互に配置した場合で、それぞれの配置図を Fig. 3 に示す。いずれも粗面と滑面の幅は等しく、この幅を Table 1 に b として示した。Case 3 および 4 は $b=4$ cm でちょうど管の高さの1/2になるようにしたものであり、Case 3 と 4 では粗面と滑面の配置が逆になっている。Case 5 および 6 は $b=2$ cm としたものである。これらのケースでは粗面には Case 2 と同じ粗度を使い、滑面部分には5 mm 厚の亚克力板を敷いている。Case 3 および 4 で $b=4$ cm としたのは、開水路で観察された縦筋あるいは水面の気泡列の間隔が水深の2倍になるという結果と対応させるためである。Case 5 および 6 では $b=2$ cm とこの半分にした場合にも2次流が形成されるかどうかを検討しようとしたものであり、また配置を変えたのは側壁の影響が2次流の回転向きやその空間的位置に与えるかどうかを調べるためである。粗

Table 1 Experimental conditions.

Case	\bar{U}_{max} (m/sec)	\bar{U}_m (m/sec)	Re	U_{*1} (m/sec)	h (cm)	bed type	b (cm)
1	4.680	4.238	11500	0.260	3.5	all smooth	-
2	5.314	4.251	12940	0.398	4.5	all rough	-
3	5.277	4.453	13500	0.354	4.5	smooth & rough	4
4	5.675	4.725	14380	0.352	4.5	smooth & rough	4
5	5.227	4.271	12570	0.365	4.5	smooth & rough	2
6	6.196	5.030	15170	0.360	4.5	smooth & rough	2

U_{max} : maximum velocity U_{*1} : friction velocity from pressure gradient
 U_m : mean velocity h : vertical distance of U_{max} point
 $\bar{\quad}$: average over z-direction b : width of rough(smooth) bed
 Re : Reynolds number ($=U_m h/\nu$)

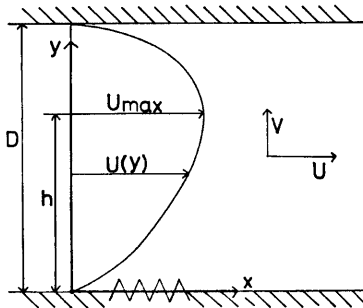


Fig. 2. Definition of symbols.

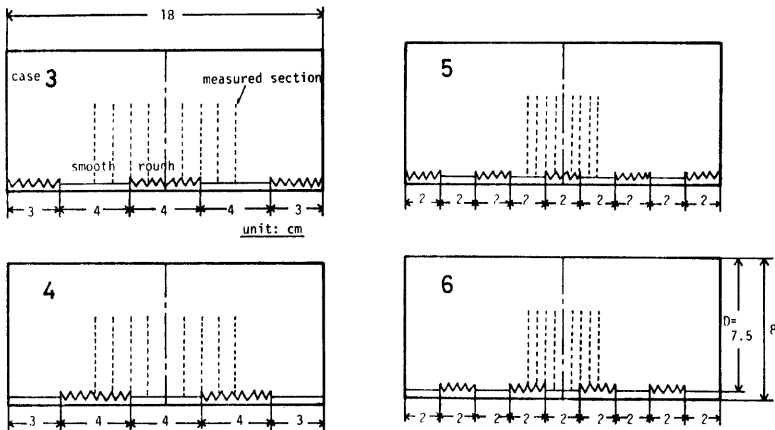


Fig. 3. Conditions of bed configurations of the duct.

面における y 座標の原点は、Case 2 の全滑面の場合、流速分布を対数則に一致させるように求めると粗度頂部から 5 mm 下方となった。Case 3~6 においてもこれと同じと考えられ、この場合粗面頂部は滑面よりちょうど 5 mm 突出しているために、 y 座標の原点は横断方向で同一で滑面の底部ということになった。

流速計は、2成分定温度式ホット・ワイヤを用い流下方向流速 u と鉛直方向流速 v が計測された。流速計の検定は実験の前後にピトー管を用いて行われた。計測点は Case 1, 2 では管路の 1/4 断面をカバーし合計 65 測点設定し、Case 3~6 では Fig. 3 に示されているように断面中央部分で横断方向の配列の 1 波長分がおおわれるようにし、各ケースにつき合計 100 測点設定した。また z 座標の原点を断面の中央線上にとった。流速計測の終了後、管路上面の圧力タップによって圧力勾配を計測した。この圧力勾配から求められた摩擦速度を U_{*1} とし対数則から評価される U_{*2} と区別する。Table 1 にこの U_{*1} が示してある。 U_{*1} は次式のように求められる。

$$U_{*1} = \sqrt{(-dp/dx)h/\rho} \dots\dots\dots (1)$$

ここで h は最大流速の現われる位置の高さ、 ρ は空気密度である。この摩擦速度は管路全体の平均的なものであり、単なる目安程度と考えることにする。ホット・ワイヤの出力電圧はデータレコーダに一時記録されたのち、サンプリング周波数 2000 Hz、サンプリング時間 10 sec で A-D 変換され、1 測点につき 20000 個のデータが磁気テープにファイルされ、種々の計算が電算処理された。

3. 実験結果とその考察

3.1 全滑面および全粗面の結果の検討

底面全体を滑面あるいは粗面とした Case 1, 2 は後の滑面、粗面混合流れの基本となるものであり、また本実験で用いた風洞の性能を調べる意味で重要である。

Fig. 4 は、中央断面 ($z=0$) におけるそれぞれの平均流速 U の分布を片対数紙上にプロットしたもので、縦軸に U/U_{max} 、横軸に y/h をとっている。ただし滑面の場合は計測位置までの助走区間が短いためか、 $y=3.5$ cm 付近から中央軸上がほぼ一様流速となったため、 $h=3.5$ cm としている。両者ともよく直線分布にのり、粗面の場合の勾配が滑面に比べてかなり大きいことがわかる。この直線の勾配から、カルマン定数を 0.4 とした対数則から評価した摩擦速度を U_{*2} とすると、Case 1 では $U_{*2}=0.22$ となり圧力勾配から求めた U_{*1} とほぼ一致するが、Case 2 では $U_{*1}=0.52$ となり U_{*1} よりかなり大きくなる。これは長方形管路の底面だけが粗面であり局部的に U_{*} が大きくなったためであるが、従来一部で指摘されているように¹⁷⁾粗面の場合のカルマン定数の減少といった特性もその原因と考えられる。しかし、ここでは本論文の主旨からははずれるので詳細な検討はしない。 U_{*2} の粗面と滑面との値の比は約 2.5 となる。

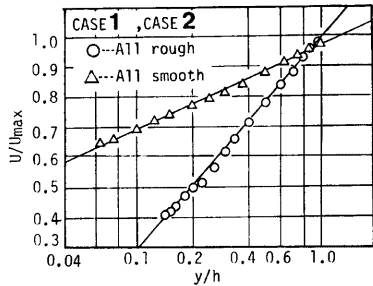


Fig. 4. Distributions of the longitudinal mean velocity U over uniformly smooth (Case-1) or rough (Case-2) beds.

次に乱れ強度分布を示したものが Fig. 5 である。図中の実線は Laufer (1951)¹⁸⁾による滑面の管路実験での結果であり、Case 1 の実験値とよく一致している。Case 2 の場合は粗面における従来の結果が少ないため比較できないが、分布の傾向は u' 、 v' と滑面の場合と相似と考えられる。次にレイノルズ応力の分布を示したものが Fig. 6 である。両者ともほぼ直線分布をなし、十分に発達した 2次元乱流が形成されていることがわかる。この直線の $y=0$ 軸との交点から求められる摩擦速度 U_{*} は、先述の流速分布から求められた U_{*2} と比べてかなり小さく、現在この原因は不明のままである。しかし、後の粗面・滑面混合の場合

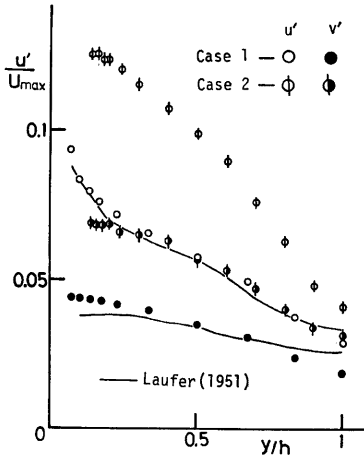


Fig. 5. Distributions of the turbulence intensities u' and v' over uniformly smooth or rough beds.

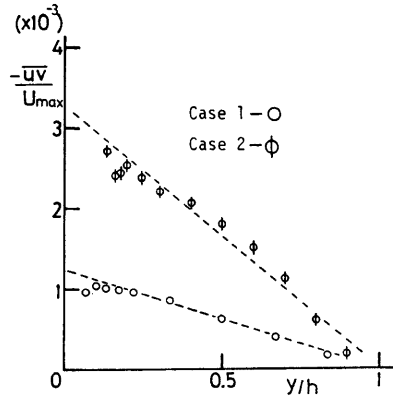


Fig. 6. Distributions of the Reynolds stress $-\overline{uv}$ over uniformly smooth or rough beds.

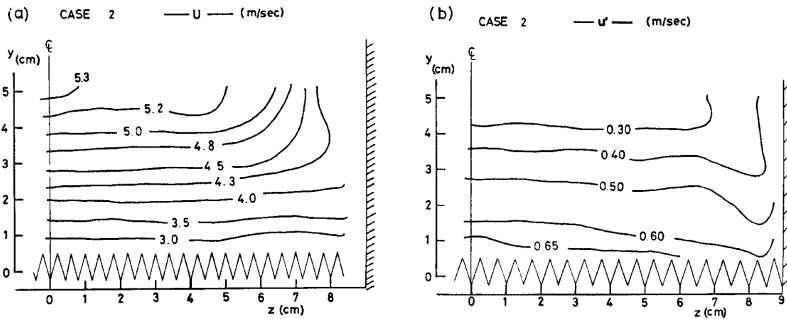


Fig. 7. Lines of constant U and u' over uniformly rough bed.

合の Case 3~6 との比較, すなわち 2 次流の構造を検討する目的には本実験値は十分な結果といえよう。

Case 2 の平均流速 U と乱れ強度 u' の等値線を Fig. 7 に示す。これから $z=6$ cm 付近までは十分 2 次元性が保たれていることが確かめられる。従来指摘されているような隅角部に向かう 2 次流の存在については、側壁部分での計測点が粗いために明確な結論は得られないが、乱れ強度 u' の等値線に若干隅角部に向かって突出する傾向が見られる。しかし、この影響は側壁近く以外には及んでいないようであり、Case 3~6 の計測点は $z=\pm 4$ cm 内であるから、この範囲では側壁の影響のないすなわち 2 次元流と考えてよい。

3.2 滑面・粗面混合流れの構造

Case 3~6 について平均流速, 乱れ強度およびレイノルズ応力の計測結果について述べる。

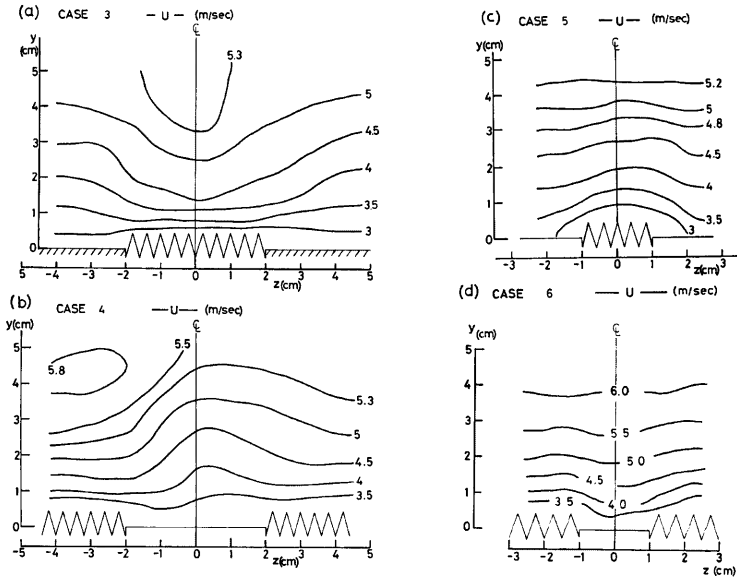


Fig. 8. Lines of constant U over smooth and rough stripe beds.

(1) 平均流速分布

Case 3~6 の平均流速 U の等値線を Fig. 8 (a) ~ (d) に示す。Case 3 を見ると、 $z=0$ を境にしてほぼ対称で底面近傍で滑面上の流速が若干大きいようであるが、少し離れた $y=1$ cm 以上では粗面上の流速の方が非常に大きくなっていることが注目される。また最大流速 U_{max} の現われる位置 h が粗面上で小さく、滑面上で大きくなっており波状を呈している。またそれに伴って等値線の間隔が粗面上で密になり滑面上で疎になっている。これらのことから粗面上で下降流、滑面上で上昇流の存在が予測される。ところが粗面と滑面の配置を逆にした Case 4 の場合は、粗面上で高速、滑面上で低速という特徴は失われていないが、対称性がそこなわれており z 軸の負の部分が正の部分に比べて高速になっている。これは Case 4 の場合にのみ見られた現象であり他には見られないことから、風洞自体のひずみとは考えられず、底面の状態によるものと思われる。Case 3 の場合の2次流の予想図は Fig. 9 (a) のようであり、従来指摘されている隅角部に向かう2次流と回転向きが一致しているが、Case 4 では Fig. 9 (b) のようになりその逆となることから2次流が安定でないことが予想される。したがって Case 4 の場合は流

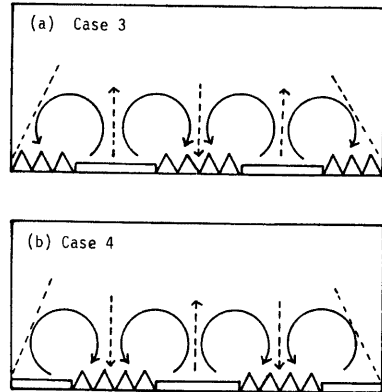


Fig. 9. Illustration of the flow patterns of cellular secondary currents.

下方向に2次流が蛇行しているとも考えられ、流下方向に位置を変えての計測が必要と思われる。

次に Case 5 および6は両者とも $z=0$ に関してほぼ対称形で、粗面上で低速、滑面上で高速という特性が底面から管路中央高さ付近まで現われている。しかしその横断方向への U の変化の大きさは、底面から離れるほど小さく、最大流速の位置ではほぼ一様となっている。また、Case 3 と 4 に見られたような粗面と滑面の配置による影響は認められない。ここで注目すべきことは、粗面(滑面)の幅 b をほぼ h とした場合とその半分の $h/2$ とした場合で U の分布に大きな差が生じることである。粗度の配置の影響は Case 4 で現われたが、これについては今後さらに検討することにして、以下では Case 3 と Case 5 を中心に検討する。

次に各断面での U のプロファイルを示したものが Fig. 10 である。ここで D は管の高さ \bar{U}_{max} は U_{max} の横断方向の平均値である。Case 3 において粗面上で流速分布が張り出し、滑面上で若干へこんでいる傾向が見られる。この U の分布を片対紙上にプロットしたものが Fig. 11 である。これには滑面中央・粗面中

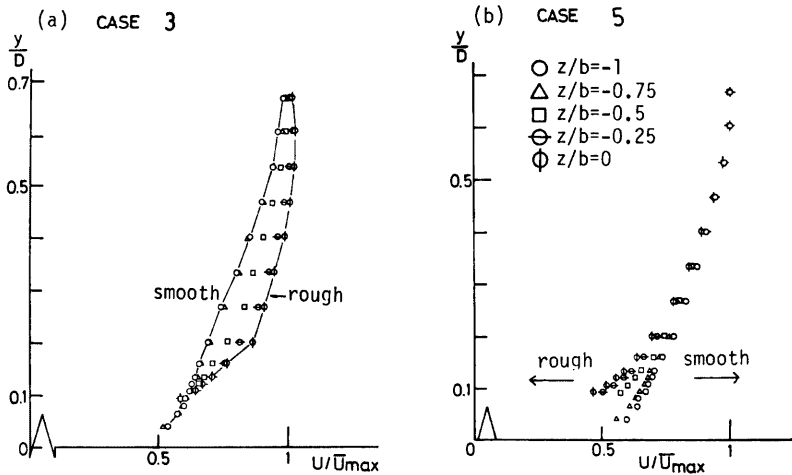


Fig. 10. Longitudinal mean velocity profiles over smooth and rough stripe beds.

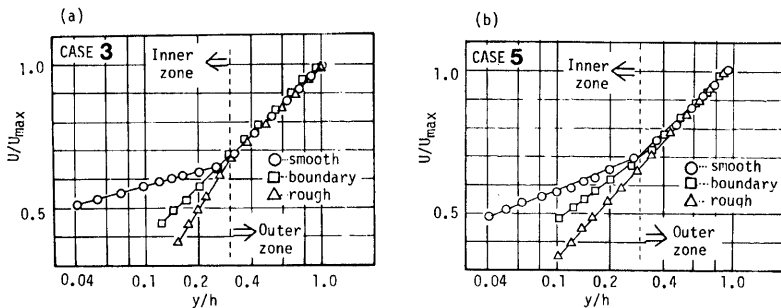


Fig. 11. Distributions of U/U_{max} against the vertical direction y/h over smooth/rough stripe bed.

央およびその境界断面位置での分布を示している。これによると $y/h=0.3$ ($y=1.5$ cm) で特性がはっきり異なり, $y/h \leq 0.3$ では滑面での勾配が小さく, 境界面, 粗面の順に大きくなっているが, $y/h \geq 0.3$ では3者ともほぼ1本の直線にのっている。このように明確に領域が区分できることから $y/h \leq 0.3$ を inner zone $y/h \geq 0.3$ を outer zone と呼ぶことにする。inner zone ではそれぞれの底面状態の特徴が局所的に現われるが, outer zone では粗面と滑面の影響が混合し, 底面全体の平均としての流速分布になったものと考えられる。したがって inner zone と outer zone で別々に対数則から U_* を評価することを試みた。この U_* の z 方向への分布を示したものが Fig. 12 である。ここに \bar{U}_* は outer zone における U_* の z 方向への平均

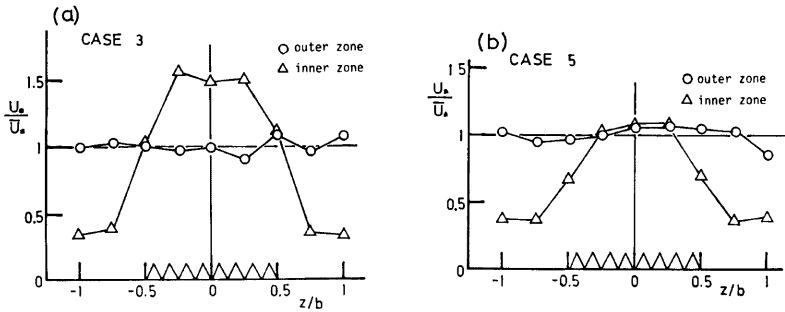


Fig. 12. Variations of the friction velocity U_* against the spanwise direction z/b over smooth/rough stripe bed.

値である。両者とも outer zone から評価した U_* は横断方向にはほぼ一定で, これは断面全体の平均的な値と考えることができよう。一方, inner zone から評価した U_* は当然ながら滑面上で小さく粗面上で大きく, 粗面での値は滑面の約3倍近くにもなっている。これは, 先述した Case 2 と Case 1 との U_* の比よりも大きい。Case 3 と比較して, Case 5 の特性は同じであるが, 粗面上で outer zone と inner zone の U_* がほぼ等しくなっている点が異なる。これは Case 5 では粗面上の流速分布にくびれが見られないためであり, 粗面上では隣接する滑面の影響をあまり受けていないと推測される。

次に, 鉛直方向の平均流速 V の等値線を Fig. 13 に示す。主流方向の流速分布の検討から予測されたとおり, Case 3 において粗面上で下降流 ($V < 0$), 滑面上で上昇流 ($V > 0$) の存在することが明確に示され,

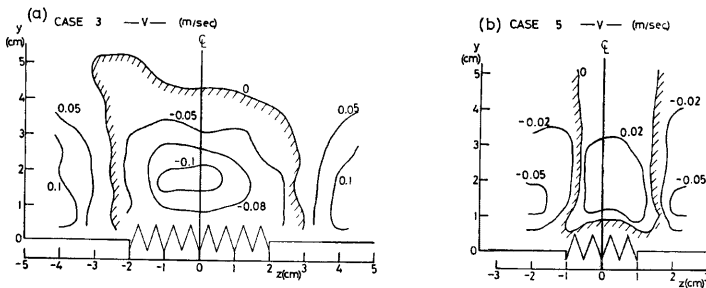


Fig. 13. Lines of constant vertical mean velocity V over smooth/rough stripe bed.

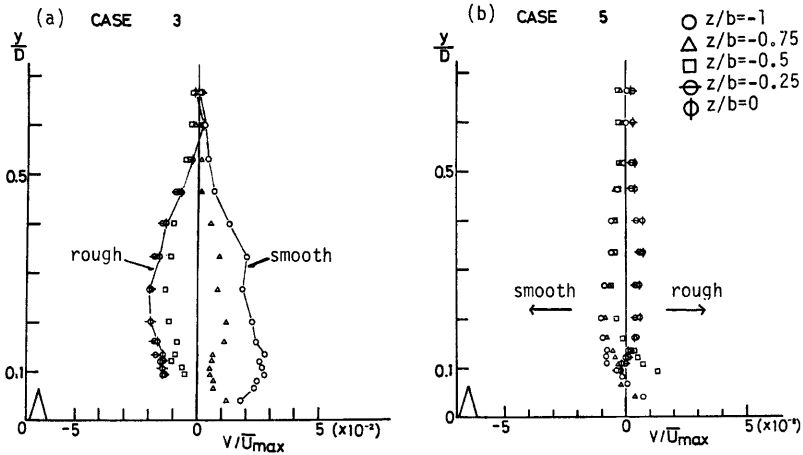


Fig. 14. Distributions of V/\bar{U}_{max} against y/D over smooth/rough stripe bed.

高速部で下降，低速部で上昇という2次流の基本的な特徴が確認される。**Fig. 8**に示したように Case 5の主流方向の等流速分布は，Case 3と逆の特性すなわち粗面上で凸形の分布となったが， V の値もCase 3とは逆に粗面上で上昇流となっている。しかし，その絶対値はCase 3に比べてかなり小さく，明瞭な2次流が形成されているとはいえない。**Fig. 14**は V の鉛直方向の分布を示したものであり，上述の特性がいっそうはっきりするとともに，中央部がふくらんだ紡錘形の分布であることがわかる。

(2) 乱れ強度分布およびレイノルズ応力分布

乱れ強度 u' , v' の鉛直方向分布を示したものが **Fig. 15** である。まず Case 3 についてみると，特徴的

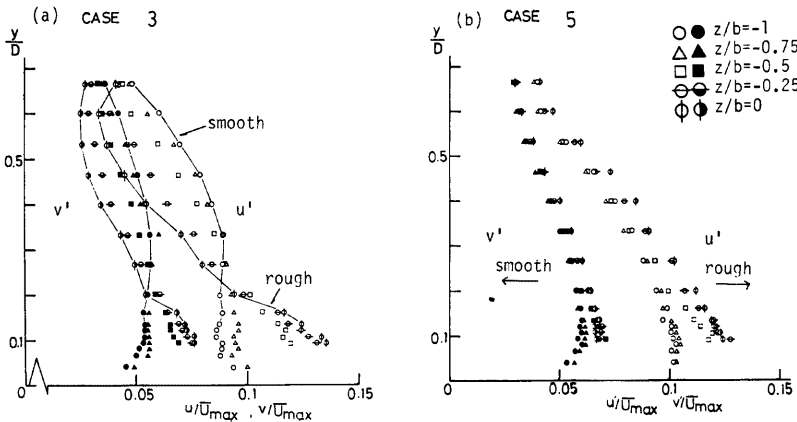


Fig. 15. Distributions of u'/\bar{U}_{max} and v'/\bar{U}_{max} against y/D over smooth/rough stripe bed.

なことは $y/D \approx 0.2$ 付近で滑面上の分布と粗面上の分布が交わり、 $y/D \leq 0.2$ では Fig. 5 で示したように粗面上の方が滑面上より大きいという一般的特性が現われるが、 $y/D \geq 0.2$ では逆に滑面上の方が大きくなっている。この $y/D \approx 0.2$ は流速分布においてくびれの見られた $y/h \approx 0.3$ と対応しており ($y=1.5$ cm)、ここでも同様に $y/D \approx 0.2$ を境にして inner zone と outer zone に区別されると考えられる。Fig. 16 は Case の u' の等値線を示したもので、上述のことはいっそう明白である。このことは inner zone では底面の境界条件の影響を直接に受けるが、outer zone では高速部（粗面上）で低乱れ、低速部（滑面上）で高乱れという2次流の特性が現われたものと解釈できる。その結果高さが増すとともに粗面上では急激に減少し、一方滑面上では $y/h \approx 0.6$ 程度までほぼ一定で、その後ゆるやかに減少するといった傾向が現われたと考えられる。ところが Case 5 においては、平均流速 U の分布に見られたような inner zone と outer zone といった区分が現われず、滑面から粗面へと順にその値が大きくなっているのみである。 u' と v' の変化特性はほぼ同じで、Fig. 17 に示されるように v'/u' の値は横断方向 (z) にほとんど変化がなく、0.6~0.7 の値である。管路方向 (y) の高さが増すと若干大きくなり等方向指向を示すが、依然 $u' > v'$ であり、これは2次元開水路乱流での特性と一致している。

次にレイノルズ応力の分布を Fig. 18 に示す。これは乱れ強度の分布と全く同様の傾向を示し、すなわち Case 3 では inner zone と outer zone の区分が明瞭であるが、Case 5 ではこれが見られない。また図中には Case 1 と Case 2 の実験値を直線近似したものを破線で書き入れてある。これと比較すれば、Case 3 では底面近傍において、滑面上の値は Case 1 の値に、粗面上の値は Case 2 の値とほぼ一致するが、壁から離れるにつれて逆に、粗面上の値が Case 1 の値に近づき、滑面上の値は Case 2 の値に近づいている。このことは乱れ強度の分布にも言えることであり、Case 3 においてはこのような滑面の特性と粗面の特性が壁から離れると入れ換わるという興味深い現象が現われた。一方 Case 5 では粗面上の分布は Case 2 の直線とほとんど一致している。滑面上では底面近傍で Case 1 の値と対応するが、高さが増すにつれて Case 2 の値に近づく傾向が見られる。すなわち Case 5 においては、滑面の部分は流れ全体にほとんど影響を及ぼすことができず、壁面近傍のみにその特性を現わすにすぎないといえる。その結果、粗面上の分布は底面全体を粗面とした Case 2 の分布とほとんど同じとなり、このことは Fig. 11 で述べたように粗面上の流速分布にくびれが見られなかったことと符合する。

以上のように Case 3 においては並列せん流の存在を示唆する乱流構造の変化が見られ、実際鉛直方向

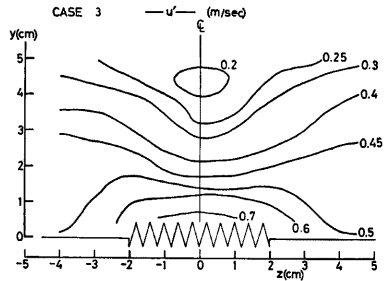


Fig. 16. Line of constant turbulence intensity u' with secondary currents.

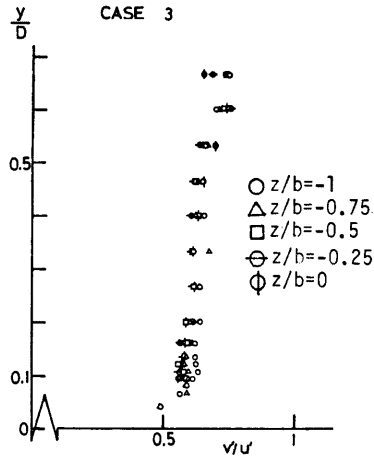


Fig. 17. Variation of v'/u' against y/D with secondary currents.

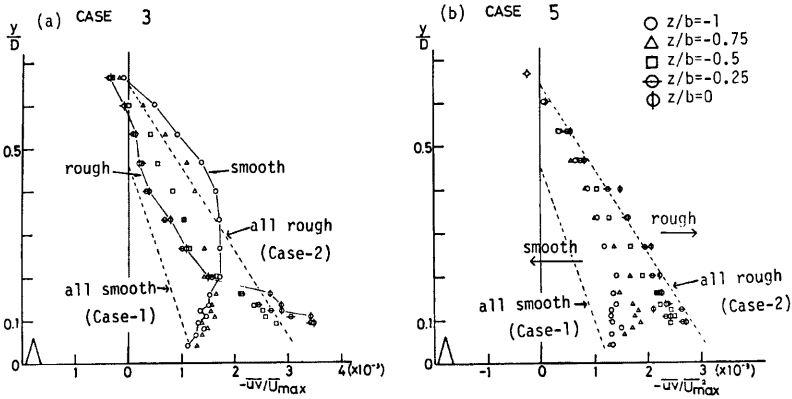


Fig. 18. Reynolds stress $-\overline{uv}/U_{max}^2$ against y/D over smooth/rough stripe bed.

の平均流速 V の計測結果から、粗面上で下降、滑面上で上昇という2次流の存在が実証された。しかし粗面及び滑面の幅を半分にした Case 5 においては、Case 3 と逆の傾向すなわち粗面上で上昇、滑面上で下降という逆向きの2次流が示唆されるが、 V の値が小さいことから、この2次流は非常に弱いものと言える。なお、Case 4 および6はそれぞれCase 3 および5の結果と良好に対応しており、粗面と滑面の配置の入れ換えによる影響はほとんど見られなかった。Fig. 19 は Case 4 の乱れ強度 u' の等値線を示すが、平均流速分布にみられた非対称性は現われない。このため、2次流の発生に底面の境界条件の方が強く影響し、側壁の影響は小さいものと考えられる。

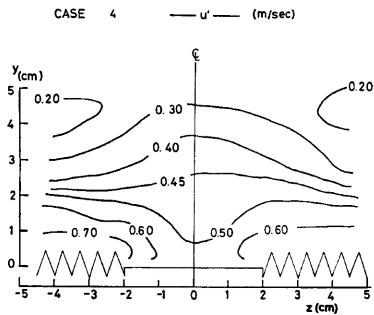


Fig. 19 Lines of constant u' in Case-4. Compare it with Fig. 16.

次にこれらの結果を総合して、2次流に関する若干の考察を試みる。

3.3 2次流に関する考察

本実験は、河床にできる縦筋を模擬して、粗度の大きさを横断方向に変化させたものであるが、その結果開水路流の縦渦の形態と対応させた Case 3 および Case 4 において顕著な2次流の存在が認められた。この場合の2次流の発端原因および形成された2次流の乱流構造に及ぼす影響について検討する。

(1) 渦度方程式による検討

本実験で用いられた粗度の粗度高さを k とすると ($k=7\text{ mm}$)、Case 2 の流速分布から評価された U_* を用いれば $k^+ \equiv U_* k / \nu = 170$ となり、これは完全粗面に属している。粗度の効果は、言い換えれば、摩擦速度 U_* を大きくするという意味を持つ。したがって本実験のように粗面と滑面を交互に配置した場合は、 U_* が粗面上で大きく、滑面上で小さくなり、横断方向に波状に変化することが考えられる。先に述べたように平均流速分布は inner zone と outer zone に区分されたが、壁面の影響が直接現われる inner zone において評価された U_* を Fig. 12 に示した。これは明らかに上述のことを実証している。この U_* の横断方

向の分布こそが2次流を引き起こし、あるいは安定させ発達させる条件と考えられる。このことを Perkins (1970)⁹⁾ が行ったと同様な渦度方程式から検討してみる。

さて、 x 方向の渦度方程式は次のように表わされる。

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + U \frac{\partial \xi}{\partial x} + V \frac{\partial \xi}{\partial y} + W \frac{\partial \xi}{\partial z} = \nu \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right) + \left(\xi \frac{\partial U}{\partial x} + \eta \frac{\partial U}{\partial y} + \zeta \frac{\partial U}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\overline{\frac{\partial uv}{\partial z}} - \overline{\frac{\partial uw}{\partial y}} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{v^2} - \overline{w^2}) + \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \overline{vw} \dots \dots \dots (2)$$

ここに $\xi = \partial w / \partial y - \partial v / \partial z$

$\eta = \partial U / \partial z - \partial w / \partial x$

$\zeta = \partial V / \partial x - \partial U / \partial y$

U, V および W はそれぞれ x, y および z 軸方向の平均流速成分、 u, v および w は乱れ変動成分である。レイノルズ数が十分大きければ右辺第1項の粘性項は無視でき、また x 方向に流れは一様であるから $\partial / \partial x = 0$ とすると、定常な2次流の支配方程式として次式が得られる。

$$V \frac{\partial \xi}{\partial y} + W \frac{\partial \xi}{\partial z} = U_s \frac{\partial \xi}{\partial s} = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{v^2} - \overline{w^2}) + \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \overline{vw} \dots \dots \dots (3)$$

ここに s は流線の方向を示す。

この式(3)から、2次流すなわち流下方向の縦渦を支配しているのは $\overline{v^2} - \overline{w^2}$ と \overline{vw} の分布であることがわかる。

いま、

$$P_1 = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{v^2} - \overline{w^2}) \dots \dots \dots (4)$$

$$P_2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \overline{vw} \dots \dots \dots (5)$$

とし、式(3)を局所的な平均流線に沿って積分すると、

$$\xi - \xi_0 = \int_{s_0}^s (1/U_s) (P_1 + P_2) ds \dots \dots \dots (6)$$

となる。初期条件を $s=s_0$ で $\xi = \xi_0 = 0$ にとれば $(P_1 + P_2)$ の正負によって ξ の正負が決定される。本実験では P_1, P_2 は計測されないが、Brundrett ら (1963)⁹⁾ によれば $P_1 \gg P_2$ であり、 P_1 の符号のみによって ξ の正負が決まり、これから2次流の向きを知ることができる。 $\overline{v^2} - \overline{w^2}$ の実測結果として Perkins (1970)⁹⁾ がまとめた図を Fig. 20 に示す。これらの分布には若干のばらつきがあるが、 $(\overline{v^2} - \overline{w^2}) / U_*^2$ を y/l の普遍関数とみなすことは妥当である。したがって

$$\overline{v^2} - \overline{w^2} = U_*^2 f(y/l) \dots \dots \dots (7)$$

となる。ここで l は鉛直方向の特性長さで、これを式(4)に代入すれば、

$$P_1 = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{v^2} - \overline{w^2}) = - \frac{U_*^2}{l} \left(\frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial z} \left(\frac{y}{l} f'' + f' \right) - \frac{2}{U_*} \frac{\partial U_*}{\partial z} f' \right) \dots \dots \dots (8)$$

ここに “'” は (y/l) による微分を表わす。渦度の符号だけを問題にするなら、 f の正確な形は重要でなく、Fig. 20 の分布から次のような近似ができる。

$$f(y/l) = -(1-y/l) \dots \dots \dots (9)$$

このとき、 $f' = -1, f'' = 0$ となり式(8)は次のようになる。

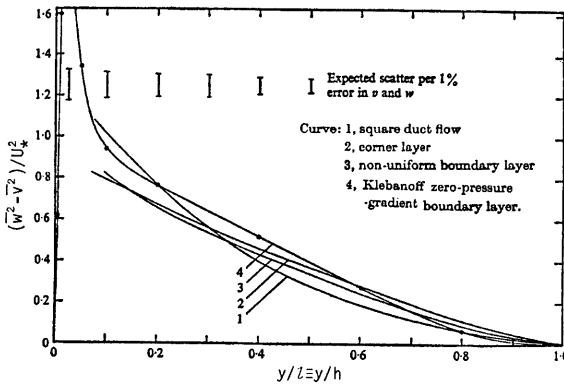


Fig. 20. Distributions of $(\overline{w^2 - v^2})/U_*^2$ in various flows (summarized by Perkins (1970)).

$$P_1 = \frac{U_*^2}{l} \left(\frac{2}{U_*} \frac{\partial U_*}{\partial z} - \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial z} \right) \dots \dots \dots (10)$$

l は本実験では h に相当する。 $l=h$ は横断方向にほとんど変化しない、すなわち $\partial l/\partial z=0$ であり、

$$P_1 = \frac{2U_*}{l} \frac{\partial U_*}{\partial z} \dots \dots \dots (11)$$

となる。Fig. 21 に U_* が横断方向に変化する場合の流れの模式図を示す。図の A 断面および C 断面では $\partial U_*/\partial z=0$ となり $P_1=0$ 、したがって $\xi=0$ となる。また B 断面では $\partial U_*/\partial z > 0$ となり、 $P_1 > 0$ 、したがって $\xi > 0$ となり、図の座標系では右回りの回転を意味する。D 断面では逆に $\partial U_*/\partial z < 0$ で $P_1 < 0$ したがって $\xi < 0$ であり左回りの回転となる。図に示した δ は境界層厚さであり、境界層流れの場合はこれが変動すると考えられる。事実本実験においても鉛直方向の特性長 h は、Fig. 8 (a) に示される流速分布からわかるように、下降流のある粗面上で小さく、上昇流のある滑面上で大きく、図に示すような分布になると考えられる。したがって $\partial l/\partial z \neq 0$ の場合でもこれは $\partial U_*/\partial z$ と符号が逆になり、式(10)を用いて矛盾なく説明できる。

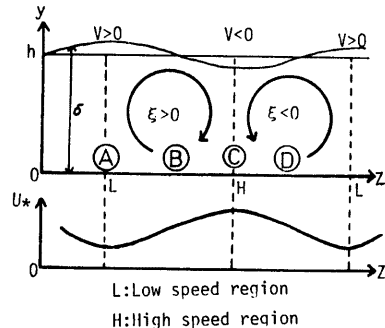


Fig. 21. Model of cellular secondary current or streamwise vorticity ξ created by the spanwise non-uniform variations of U_* .

このように非常に単純化された議論から、 U_* が横断方向に変化する流れでは、 U_* の大きいところで下降、小さいところで上昇という2次流が形成されることが説明される。すなわち U_* の横断方向の不均一が乱れの非一様性を引き起こし、これが2次流を発生させるというわけである。また逆に、こうした2次流が存在すれば、下降部で U_* が大きく、上昇部で U_* が小さくなるということもでき、両者は互いに影響を及ぼしあっていると考えられる。さて Case 3 の場合の $\overline{v^2} - \overline{w^2}$ の分布が問題となるが、一様平滑面上で得られた式(9)の形は、 $\overline{w^2} - \overline{v^2}$ の分布形がちょうどレイノルズ応力 $(-uv)$ と同じ直線分布をなすことを示

している。これが普遍的であるとすれば、Case 3 の場合の $\overline{w^2} - \overline{v^2}$ の分布は、Fig. 18 に示されるレイノルズ応力の分布形とほぼ同じ形になると推測されよう。粗面中央および滑面中央では先に仮定した直線分布から大きくずれるが、ここはもともと渦度の 0 のところであり、最も渦度の大きいと考えられる境界部分においては、ほぼ直線分布とみなせ、上述の説明が適用できる。

確かに Case 3 における 2 次流の発生は以上のように説明できるが、Case 5 の場合 U_* が同じように横断方向に変化するにもかかわらず、粗面上で下降、滑面上で上昇という 2 次流が見られず、むしろこの逆の傾向が得られた。したがってこのような単純化されたモデルでは 2 次流の構造を十分な精度で説明できず、何らかの形で横断方向のスケールと鉛直方向のスケールで表わされる幾何スケールが、2 次流構造の安定性に強く影響を与えるものと考えられる。本実験の結果から言えることは、粗面（滑面）の幅を鉛直方向の代表長 h と等しくとった時、すなわち開水路流での観測結果と一致させるように、粗面（滑面）の中心間の距離を $2h$ としたとき、最も強い 2 次流ができやすく、中心間隔をその半分とした時は 2 次流ができにくいということである。このような 2 次流の発生機構やその運動機構の理論的説明を式 (3) の渦度方程式から行うには、乱れ強度の不均一項である P_1 および 2 次流のレイノルズ応力項である P_2 の実測が不可欠であり、特に P_1 は 2 次流の発生の機動力と考えられるから、今後各種河床条件のもとでこの項を詳細に計測したい。

(2) 乱れエネルギー式による検討

乱れエネルギー $\overline{q^2} (= \overline{v^2} + \overline{w^2})$ は、Fig. 15 の乱れ強度 u' , v' の分布に見られるように、横断方向に大きく異なることが予想される。ここではこの乱れエネルギー方程式から 2 次流の発生機構の説明を試みる。乱れエネルギー方程式は次式のようにである。

$$U_* \frac{\partial}{\partial x_*} \left(\frac{\overline{q^2}}{2} \right) + \overline{u_* u_*} \frac{\partial U_*}{\partial x_*} + \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_*} \left[\left(\frac{\overline{q^2}}{2} + \frac{P}{\rho} \right) u_* - \frac{\nu}{2} \frac{\partial \overline{q^2}}{\partial x_*} - \nu \frac{\partial u_* u_*}{\partial x_*} \right] = 0 \dots\dots\dots (12)$$

ここに ε は粘性逸散率である。流れは x 方向に一様であり、また左辺の第 4 項の拡散項が無視できる壁面に比較的近い所では次式を得る。

$$V \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{q^2}}{2} \right) + W \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\overline{q^2}}{2} \right) = -\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \varepsilon \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $P \equiv -\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z}$

$$C \equiv V \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{q^2}}{2} \right) + W \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\overline{q^2}}{2} \right)$$

とおけば、 P は乱れエネルギーの発生率を意味し、 C は 2 次流による乱れエネルギーの移流項である。さて $W=0$ となる粗面中央および滑面中央についてのみ検討すれば、式(12)は次式となる。

$$V \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{q^2}}{2} \right) = P - \varepsilon \dots\dots\dots (14)$$

一般に $\partial/\partial y (\overline{q^2}/2) < 0$ であるから、 $P > \varepsilon$ のとき $V < 0$ 、 $P < \varepsilon$ のとき $V > 0$ となることがこの式からわかる。したがって本実験においては、粗面と滑面を交互に配置したことにより、乱れエネルギーの発生と粘性逸散の平衡がくずれ、局所的に乱れ発生の大きいところや、粘性逸散の大きいところが多いために 2 次流が発生したと考えられる。

そこでこの粘性逸散率 ε を評価するために、スペクトル解析が行われた。解析はデータ総数 16,384 個の F. F. T. 法によって行われた。Fig. 22 は Case 3 の u および v の波数スペクトル $S_u(k)$ および $S_v(k)$ を平均渦径 L_v および L_u で規格化したもの 1 例である。図中の実線は、慣性小領域までは karman の公式を、粘性小領域には Heisenberg の公式をそれぞれ適用し、逸散スペクトルが等方性乱流の関係を満足す

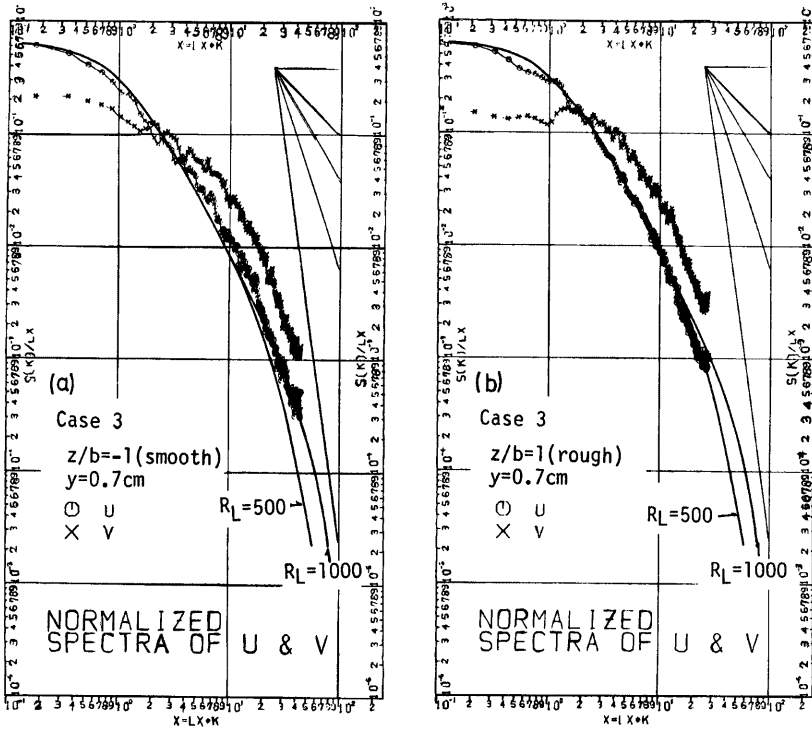


Fig. 22. Examples of energy spectra $S(k)$ of u and v normalized by the integral scale L_z .

るように両式を内挿した $S_w(k)$ の理論曲線であり、レイノルズ数 $Re \equiv u' L_z / \nu$ を変数として計算される。図中には $Re = 500$ と 1000 の場合が示してあり、実験値は、粗面上、滑面上どちらもほぼ理論曲線に一致している。他のどの点においても同様に理論曲線に一致することから、ここで解析された波数領域内のスペクトルは 2 次流の影響を受けないと言える。すなわち、2 次流は非常に低周波の変動を含むと考えられるがこれを示すピークはみられなかった。

次に $-5/3$ 乗則の成立する慣性小領域において逸散率 ϵ を計算した。コルモゴロフの $-5/3$ 乗則は次式

$$u'^2 S(k) = C \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (C=0.5: \text{普遍定数}) \dots \dots \dots (15)$$

のように表わされ、これを実測値にあてはめ $k=1$ のときの $S(k)$ の値を A とすれば ϵ が

$$\epsilon = u'^3 \left(\frac{A}{C} \right)^{3/2} \dots \dots \dots (16)$$

として求められる。乱れ発生率は粗面中央および滑面中央では $\partial U / \partial z = 0$ であるから、 $P = (-\overline{uw}) \partial U / \partial y$ となり計算可能である。粗面中央と滑面中央における P の値と ϵ の値を示したものが Fig. 23 である。これから粗面上では両者ともに非常に大きい、底面近傍では発生率 P の方が逸散率 ϵ より大きく、式(14)によれば $V < 0$ となり実験結果と一致する。底面から離れたところではこれが逆転しているが、この領域にお

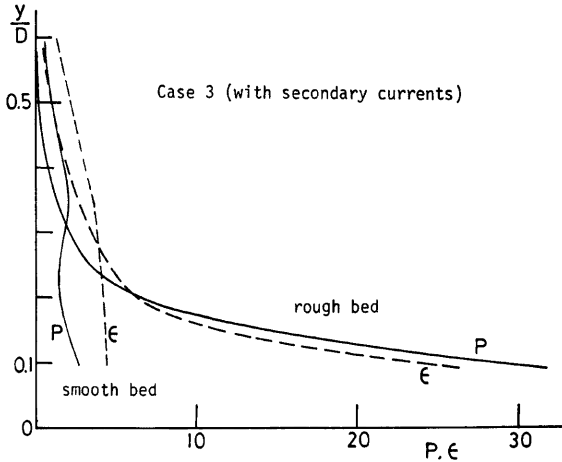


Fig. 23. Relationship between the turbulent production P and dissipation ϵ over smooth/rough stripe bed.

いては式(12)の拡散率が無視できないため正確な評価はできない。また滑面上では両者とも粗面に比べてかなり小さいが、全体にわたって逸散率 ϵ の方が発生率 P より大きく、式(14)から $V=0$ となりこれも実験結果と一致する。以上から、粗面上では乱れ発生率の方が粘性逸散より大きく、ここでは下降流が発生し上層部の低乱れの流体が流入し、滑面上では粘性逸散が乱れ発生より大きく、上昇流が発生し底面近傍の高乱れの流体が上層部へ流出するというメカニズムが成立すると考えられる。Case 5 では、このような乱れ発生と粘性逸散の不均衡が生じるに至らなかったために、顕著な2次流が形成されなかったと考えられる。以上のように非常に大ざっぱな考察ではあるが、乱れエネルギーの方程式から2次流の発生が良好に説明されることがわかる。

(2) 運動量方程式からの検討

2次流が存在する場合の乱流構造の変化を運動量方程式から検討する。 x 方向の運動方程式は次式で与えられる。

$$V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP_w}{dx} + \frac{\partial(-\overline{uw})}{\partial y} + \frac{\partial(-\overline{uw})}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \dots\dots\dots(17)$$

ここで P_w は壁面圧力である。いま、上昇部（滑面中央）と下降部（粗面中央）についてのみ議論することにする。上昇部および下降部では $W \approx 0$ となり、式(17) を y で積分すれば次式を得る。

$$\int_0^y V \frac{\partial U}{\partial y} dy = -\frac{1}{\rho} \frac{dP_w}{dx} y + (-\overline{uw} + \nu \frac{\partial U}{\partial y}) + \int_0^y \frac{\partial(-\overline{uw})}{\partial z} dy + C \dots\dots\dots(18)$$

C は積分定数であり、 $y=0$ で $\tau/\rho \equiv (-\overline{uw} + \nu \partial U / \partial y) = \tau_0/\rho$ とすれば、

$$\int_0^y V \frac{\partial U}{\partial y} dy = -\frac{1}{\rho} \frac{dP_w}{dx} y + (\tau/\rho - \tau_0/\rho) + \int_0^y \frac{\partial(-\overline{uw})}{\partial z} dy \dots\dots\dots(19)$$

となり、 $y=h$ (h は最大流速点の位置) で $\tau=0$ とすれば、

$$\frac{\tau_0}{\rho} \equiv U_*^2 = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dP_w}{dx}\right) h - \int_0^h V \frac{\partial U}{\partial y} dy + \int_0^h \frac{\partial(-\overline{uw})}{\partial z} dy \dots\dots\dots(20)$$

となる。2次流が存在しないときは右辺第1項となり圧力勾配のみによって U_* が決まるが (式(1)を参照), 2次流が存在すると, 右辺第2項および第3項の効果が現われ U_* が変化することがわかる。しかし, 圧力勾配 dP_w/dx は横断方向に変化することが考えられ, この値や $-uw$ を本実験では実測しなかったから, U_* を式(20)から定量的に検討することはできなかった。

さて, 式(19)と式(20)から $-1/\rho(dP_w/dx)$ を消去すると次式が得られる。

$$\frac{\tau}{\rho} = U_*^2(1-y/h) + \left\{ \int_0^y V \frac{\partial U}{\partial y} dy - y/h \int_0^h V \frac{\partial U}{\partial y} dy \right\} - \left\{ \int_0^y \frac{\partial(-\overline{uw})}{\partial z} dy - y/h \int_0^h \frac{\partial(-\overline{uw})}{\partial z} dy \right\} \dots\dots\dots (21)$$

これからわかるように, 2次流が存在すればせん断応力の分布は右辺第1項の直線分布からずれることになる。本実験では \overline{uw} を計測してないが, これを渦動粘性モデルで表わすと次のようになる。

$$-\overline{uw} = \epsilon_{uw} \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) = \epsilon_{uw} \frac{\partial U}{\partial z} \dots\dots\dots (22)$$

ここで, ϵ_{uw} は渦動粘性係数である。Fig. 8 (a) に示したように, 滑面上では中央より左では $\partial U/\partial z < 0$, 右では $\partial U/\partial z > 0$ であるから, $\partial(-\overline{uw})/\partial z > 0$ となり, 粗面上では逆に $\partial(-\overline{uw})/\partial z < 0$ となることがわかる。Fig. 24 は Case 3 の U の横断方向分布を示したものである。図中の破線はサインカーブであり, 実験値とよく一致している。すなわち, 平均流速 U の横断方向分布はサインカーブで良好に近似できると言える。変動の幅は底面近傍で小さく, 半水深の位置に相当する $y = 1.5 \sim 2$ cm 付近で最大となり, 管の中央高さに近づくにつれて減少している。 ϵ_{uw} は ϵ_{uv} に等しいと仮定し, U に対数則分布を適用すれば, Fig. 24 および式(23)から式(22)の $-uw$ が評価できる。

$$\epsilon_{uw} = \epsilon_{uv} = \kappa U_* y(1-y/h) \quad (\kappa \text{ はカルマン定数}) \dots\dots\dots (23)$$

以上から式(21)の右辺第3項の概算が得られ, また式(21)の右辺の第2項は実測値から計算できる。Fig. 25 は粗面上でのこれらの各項の値を示すものである。壁面近傍では式(21)の右辺第2項および第3項はほぼ0となるから, ここでの $-\overline{uw}$ の値から $U_*^2 = -\overline{uw}$ として境界条件を定め, 式(21)のすべての項を評価した。このようにして2次流がある場合の下降部における $-\overline{uw}$ の分布を試算した結果が Fig. 26 である。図中に併示した実験値よりかなり小さいが, 全体の傾向はよく一致している。したがって Fig. 18 に示されたような2次流が存在する場合のレイノルズ応力の分布の変化は, 式(21)によってよく説明されることがある程度実証された。しかし今後は $-\overline{uw}$ を直接計測してこれをさらに確かめる必要がある。また Case 5 においては, V の値も小さく, U の横断方向の変動も小さかったため, レイノルズ応力の分布に2次流による変化が生じず, 直線分布のままであったと考えられる。

3.4 2次流と bursting 現象との関連について

壁面乱流 (wall turbulence) においては bursting と呼ばれる組織立った構造が存在し, これが乱れエネルギー発生を司っていることはすでによく知られている事実である。すなわち, bursting とは壁面近傍の

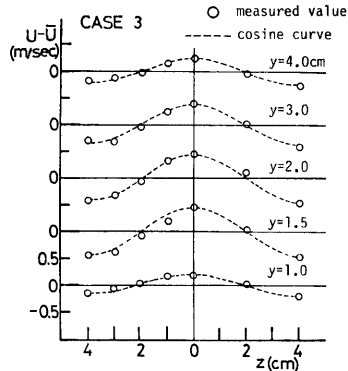


Fig. 24. Variations of U against the spanwise direction z with secondary currents.

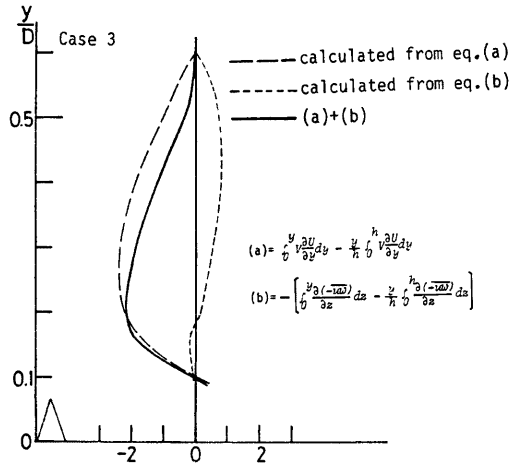


Fig. 25. Calculation of the effect of secondary current on the Reynolds stress by means of momentum equation.

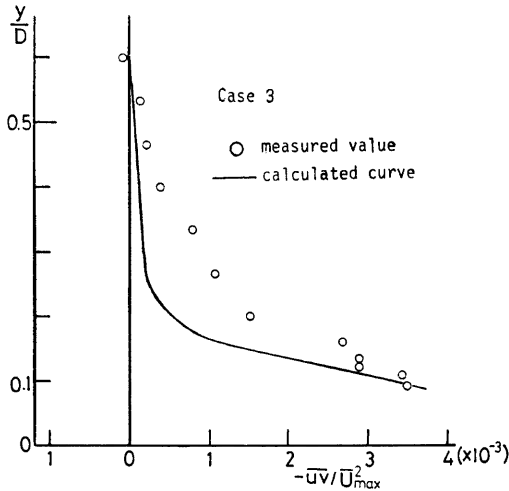


Fig. 26. A comparison between the calculated and measured Reynolds stress with secondary currents.

低速流体が急激に上昇し (ejection), 上層部の流体と相互作用を演じ至エネルギー (速度勾配) を解放して乱れエネルギーを発生し, 次にこれを高速流体が壁面側へと掃き流す (sweep) という一連のサイクルの現象である¹⁹⁾。本実験のように, 横断方向の粗度の変化によって2次流が形成される場合, この bursting 現象にどのような変化が生じるかを検討するために, ここではパターン認識法による解析を行った。

パターン認識法は、上述の bursting の1サイクルをとりだし、その時間スケールをそろえるために規格化時間に対して平均し、bursting の構造を把握しようとする条件付解析法である。この解析法として Wallace ら (1977)²⁰⁾の方法を用いたが、その詳細は文献 20), 21)を参照されたい。この解析を行うにあたっての平滑化項数 N_s は $N_s \cdot \Delta T$ (ΔT =サンプリング周期=0.005 sec) が次式

$$T_s U_{max}/h = 2 \sim 3 \dots \dots \dots (24)$$

の bursting 周期 T_s より十分小さくなるように $N_s=7$ が選ばれた。Fig. 27 は、底面全体が滑面の Case 1 および粗面の Case 2 における u, v および $-uv$ のパターンを示したものである。図中の $(u), (v)$ および $(-uv)$ は u', v' および $u'v'$ でそれぞれ無次元化された値を示す。この方法は u の信号をパターン検出の基準としているため (u) の形はほぼ同じとなる。粗面と滑面で得られたパターンを比較すれば、底面

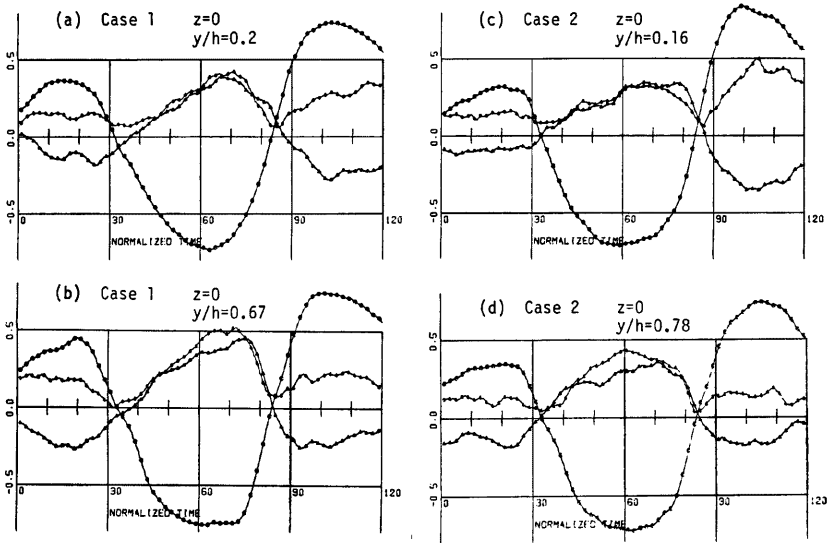


Fig. 27. Pattern-recognized structures of u, v and $-uv$ without secondary currents.

近くで粗面上の sweep ($u>0, v<0$) の (v) および $(-uv)$ が若干大きいことを除けば他はほとんど同じ形である。また開水路流における結果では水面近くまではほぼ同じパターンが保たれたのに比べて、この結果は管路中央高さ付近において、sweep での値が ejection ($u<0, v>0$) よりかなり小さくなっている。これは開水路流と管路流の違いと考えられる。

次に Case 3 の滑面中央 ($z/b=-1$) と粗面中央 ($z/b=1$) における結果を Fig. 28 に示す。これも (u) の分布にほとんど変化はみられないが、 (v) と $(-uv)$ に顕著な特徴がみられる。滑面上では管の中央高さを除いて ejection における値が比較的小さく、粗面上では底面近傍以外で sweep における値が小さくなっており、管の中央高さではほとんど 0 になっている。これは 2次流の存在しない場合にはみられなかった特徴であり、bursting のパターンは明らかに 2次流の影響を受けていると考えられる。次にこのことを定量的に評価するために、瞬間レイノルズ応力を $u-v$ 平面の 4象限に区分し、ejection 事象および sweep 事象の寄与率 $R2$ および $R4$ を計算した。この $R4$ と $R2$ の比の等値線を示したものが Fig. 29 である。これ

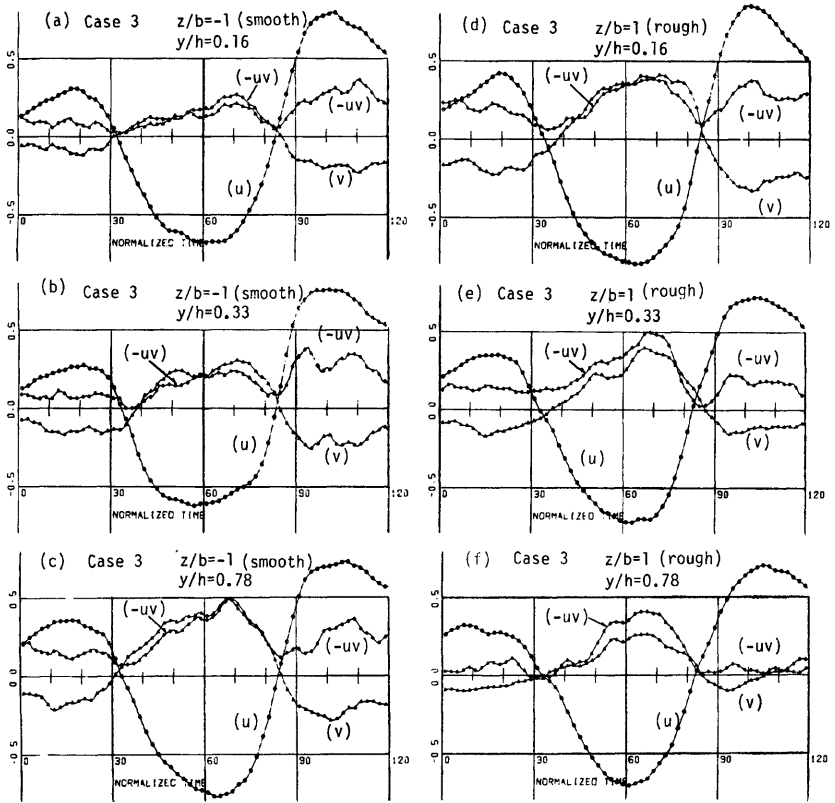


Fig. 28. Pattern-recognized sturtes of u , v and $\overline{-uv}$ with secondary currents.

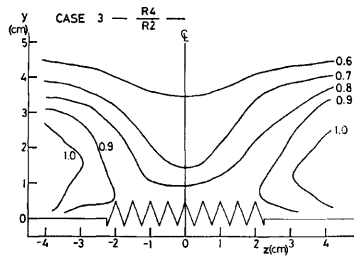


Fig. 29. Lines of constant ratio $R4/R2$ of sweep to ejection rates of contributions to Reynolds stress.

から明らかに横断方向の変化が見られ、滑面上では全体の平均と比較すれば(開水路流における結果では $R4/R2=0.74$ と鉛直方向にほぼ一定)²¹⁾, ejection からの寄与に比べて sweep からの寄与の方が大きく、粗面上では逆に ejection からの寄与の方が大きいと言える。

次に1つのパターンから次のパターンまでの時間間隔を bursting 周期 T_b と定義し、この平均値 \bar{T}_b を U_{max} および h で無次元表示したものが Fig. 30 である。図には滑面上、粗面上および滑面と粗面の境界上における分布を示しているが、これらに系統的な差は見られず鉛直方向にほぼ一定値をとる。その値は $\bar{T}_b U_{max}/h \approx 3$ となり、平坦河床における従来の結果である式(24)とよく一致する。また T_b の確率分布の一例を示したものが Fig. 31 であり、図中には対数正規曲線を示している。実験値とこの曲線はよく一致し、従来平坦滑面で指摘されているように T_b の分布は対数正規分布に従うと言える¹⁹⁾。このことは、顕著な2次流、一般には kolk, boil などの大規模乱流 (macro turbulence) が存在しても、bursting はこれらとは独立に発生し同一視できないという著者らの乱流に関する2重構造的仮説の妥当性を示していると考えられる²²⁾。

レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の分布は Fig. 18 に示されたように2次流の影響を強く受けて顕著な変化を示していたが、これをレイノルズ応力への寄与から検討すると、bursting の発生頻度は変化せず、その強さが変化したためと考えられる。このとき、その強さの変化は断面全体で一様な変化をするのではなく、上昇流の存在する滑面上では ejection からの

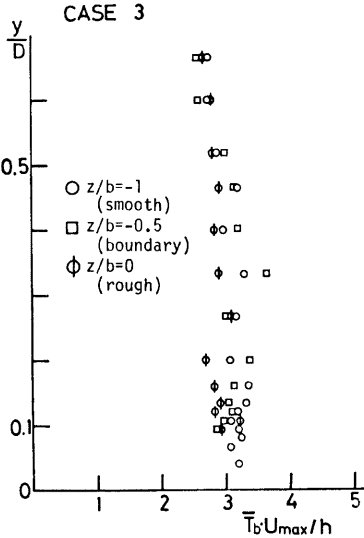


Fig. 30. Mean bursting period \bar{T}_b , with secondary currents.

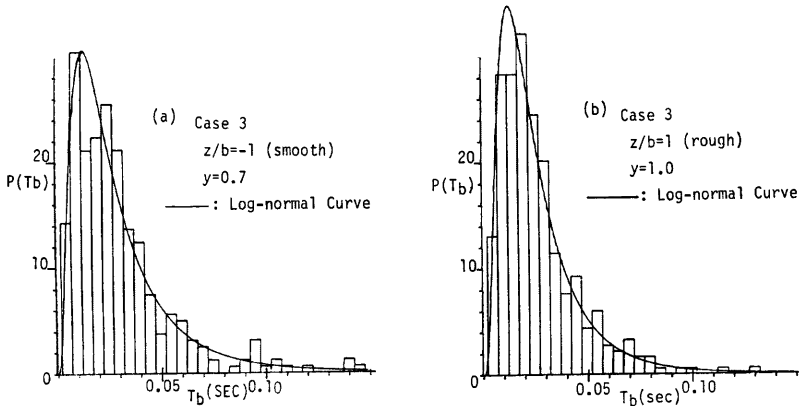


Fig. 31. Probability density distribution of T_b , with secondary currents.

寄与が相対的に減少し、下降流の存在する粗面上では sweep からの寄与が相対的に減少したと、パターン認識の結果から解釈できる。

4. 結 論

本研究は、開水路において見られる縦渦の発生機構および内部構造を解明するために、水流より高精度な結果が得られる気流を用いた2次元管路流でこの2次流を詳細に計測したものであり、特に底面の境界条件と縦渦との関係に主眼をおいて解析を進めた。すなわち河床の粗度の横断方向の不均一が縦渦の発生・発達・安定に大きく関与していると考え、これを風洞において滑面と粗面を交互に配置することによってシュミレートし、一連の実験を行ったものである。その結果次のような知見が明らかになった。

(1)まず、Case 1 および Case 2 において底面全体が滑面および粗面の実験を行い、側壁付近で若干隅角部へ向かう流れの存在が示唆されたが、管路全体にわたる2次流の存在は認められなかった。

(2)粗面および滑面の中心間隔を管の高さの半分とした Case 3 および Case 4 では、粗面上で高速かつ下降流、滑面上で低速かつ上昇流という顕著な2次流が形成されることが確認された。Case 3 と Case 4 では粗面と滑面の配置を逆にしたものであるが、Case 4 で流速分布が非対称となった他は両者に顕著な差違はみられず、側壁の効果より、河床の境界条件の効果が支配的であると考えられる。

(3)粗面および滑面の中心間隔を Case 3, 4 の半分とした Case 5, 6 においては、このような粗面上で下降、滑面上で上昇という2次流の発生が認められず、むしろこれと逆向きの非常に弱い2次流の存在が示唆された。したがって2次流の発生には、何らかの形で横断方向のスケールと鉛直方向のスケールで表わされる幾何スケール比が重要な役割を果していると考えられる。

(4)Case 3, 4 の顕著な2次流が存在する場合、平均流速分布、乱れ強度分布およびレイノルズ応力分布において、inner zone と outer zone とに明確に領域区分できることが示され、このとき inner zone では底面の局所的な影響を強く受けるが、outer zone では底面の影響が平均化され、2次流の特性が顕著に現われることが示された。

(5)このような2次流の発生機構を、渦度方程式、乱れエネルギー方程式および運動量方程式からそれぞれ検討した。計測結果が不十分であるため非常に粗い考察となったが、 U_* の横断方向の不均一あるいは乱れ発生率と粘性逸散率の不均衡から2次流の発生がある程度説明されることが示された。

(6)パターン認識法によって bursting 現象と2次流の関連を調べたが、その結果、2次流が存在しても bursting の発生周期は変化せず、sweep と ejection の寄与率が変化することが示された。

以上のようなことが判明したが、今後次のような課題が残されていると考える。

(1)今回は粗面の幅と滑面の幅を同じにしたが、この比を変化させた場合はどうなるか。

(2)横断方向に凹凸な河床も2次流の発生原因と考えられるが、この場合の粗面と滑面の相対的な高さは2次流発生にいかに関与を及ぼすか。

さらに $u-w$ 面での計測を加え詳細な検討が必要とされるとともに^{*}、実際開水路の移動床流れにおける土砂輸送機構とこの2次流を関連づけることが重要な課題と思われる。

最後に本研究を遂行するにあたって実験およびデータ整理に御協力下さった本学大学院生、若井健君および大石善啓君に心から感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Gibson, A. H.; Hydraulics and Its Applications, D. van Nostrand Co., 1925

^{*} 最近、著者ら(1981)は、 $u-w$ 面での乱れ計測を行い、縦渦の発生・維持機構に及ぼす横断方向の Reynolds 応力 $-\overline{uw}$ の重要性を指摘した²³⁾。

- 2) 木下良作; 航空写真による洪水流の解析, 写真測量, Vol. 6, No. 1, 1967, pp. 1-17
- 3) Vanoni, V. A.; Transportation of Suspended Sediment by Water, Trans. ASCE, 1946
- 4) 室田明, 中辻啓二, 福原輝幸; 開水路分散実験にみられる fingering 現象と2次渦の相関について, 第23回水理講演会論文集, 1979, pp. 393-398
- 5) Karcz, I.; Secondary Currents and The Configuration of a Natural Stream Bed, J. Geoph. Res., vol. 71, 1966, pp. 3109-3116
- 6) Allen, J. R. L.; Physical Processes of Sedimentation, Elsevier, 1970
- 7) 村本嘉雄, 河田恵昭, 布村明彦; 砂礫河川の掃流砂に関する基礎的研究, 京大防災研究所年報, 第20号 B-2, 1977, pp. 451-473
- 8) Brundrett, E. and Baines, W. D.; The Production and Diffusion of Vorticity in Duct Flow, J. Fluid Mech., vol. 19, 1964, pp. 375-392
- 9) Perkins, H. J.; The Formation of Streamwise Vorticity in Turbulent Flow, J. Fluid Mech., vol. 44, 1970, pp. 721-740
- 10) Ikeda, S. and Kikkawa, H.; Secondary Circulation in Straight Channels, Depart. Found. Engrg. Fac. Engrg. Saitama Univ., vol. 6, 1976
- 11) 林泰造, 山田正; 開水路における縦渦の形成に関する研究, 第21回水理講演会論文集, 1977, pp. 245-253
- 12) 黒木幹雄, 岸 力; 縦渦流れにおける流砂と分散について, 第25回水理講演会論文集, 1981, pp. 433-438
- 13) Müller, A.; Effect of Secondary Flow on Turbulence in an Open Channel Flow, Hydraulic Problems Solved By Stochastic Methods, part 1, No. 3, 1977, pp. 47-68
- 14) 森明巨, 黒木幹雄, 岸 力; 開水路で見い出された二次渦に関する実験, 第26回土木学会年講II-107, 1971
- 15) 木下良作; 洪水と流路形態の現地観測, 水工学夏期研修会講義集 A-7, 1978
- 16) 今本博健, 宇民正, 上野鉄男, 日繁喜剛啓, 仲井公哉; 開水路流れの大規模乱流構造と構造物周辺の局所流との関連について, 京大防災研究所年報, 第22号 B-2, 1979, pp. 469-489
- 17) 中川博次, 禰津家久, 上田寛; 粗・滑面の乱れ特性について, 土木学会関西支部年講, II-11, 1974
- 18) Laufer, J.; Investigation of Turbulent Flow in a Two-dimensional Channel, Natl. Advisory Comm. Aeronaut. Tech. Notes, No. 1053, 1951, pp. 1247-1266
- 19) 禰津家久, 中川博次; せん断乱流の bursting 現象とその物理モデル, 第22回水理講演会論文集, 1978, pp. 29-36
- 20) Wallace, J. M., Brodkey, R. S. and Eckelman, H.; Pattern-recognized Structures in Bounded Turbulent Shear Flows, J. Fluid Mech., vol. 83, 1977, pp. 673-693
- 21) Nakagawa, H. and Nezu, I.; Prediction of The Contributions to The Reynolds Stress from Bursting Events in Open-channel Flows, J. Fluid Mech., vol. 80, 1977, pp. 99-128
- 22) 中川博次, 禰津家久, 富永兎宏; 開水路流れにおける横断方向の渦構造と大規模乱流, 土木学会論文報告集, 第312号, pp. 93-105, 1981.
- 23) 中川博次, 禰津家久, 富永兎宏; 直線状ダクトに見られる2次流(並列らせん流)の乱流構造, 第13回乱流シンポジウム論文集, 東大工学部, 1981.