

波状路床上の流れにおける乱れ特性について

今 本 博 健・上 野 鉄 男

ON THE TURBULENCE CHARACTERISTICS IN FREE SURFACE SHEAR FLOWS OVER WAVY BEDS

By *Hirotake* IMAMOTO and *Tetsuo* UENO

Synopsis

This paper deals with the turbulence characteristics of free surface flows over some artificial wavy beds. The turbulence measurements were carried out in a laboratory flume using a hot-film flowmeter of wedge-shaped type.

Two kinds of artificial wavy beds were used. One was a triangular wavy bed, which had a similar geometry to dune-type sand waves, and the other a redge type, in which various ratios of separation to height were used. The experimental investigations were made about the turbulence characteristics, such as the turbulence intensity, the skewness factor and the spectrum.

1. 概 説

移動床流れにおいては、流水と流砂の相互作用の結果として水理条件と河床砂礫の特性に応じて各種の河床形態が形成されるが、この河床状態の形成過程は極めて複雑な現象であるため、現在まで非常に多くの実験的、解析的研究が重ねられてきたにもかかわらず、適確な結論が得られているとは言い難い。このようななかで、移動床水路の粗度あるいは流砂の問題を考えるに際しては、河床に形成される sand waves がどのような機構で発生・発達するか、また、それがどのような構造を持つか、さらに、その上を流れる水流の構造にどのような特性が現われるかを系統的に解明することが非常に重要である。

河床形態の発生機構に関する解析的研究は、従来、主として河床面における微小な擾乱の安定・不安定の問題を流水と流砂の運動および連続の方程式に基づいて検討する立場から行なわれてきており、かなりの成果が挙げられてきているが、一方において、流水中の乱れとの関連のもとに河床形態の発生・発達の機構を把握しようとする試みも最近 Yalin¹⁾ らによってなされている。これに対して、乱れは平均流によって輸送され、河床がある瞬間に洗掘されたとしても次の瞬間には堆積するので、流れの平均速度に比しはるかに小さな速度で下流へと伝播される河床形態の発生・発達が乱れとの関係のみによって論ずることはできないとの批判 (Kennedy²⁾) もなされている。このように、河床形態の発生・発達機構の中で流水中に含まれる乱れがどのような役割を果たすのかを明らかにすることは、現在、非常に重要な課題となっている。また、河床形態に関する不安定理論によると、流砂量が平均的な水理量によって支配されかつ流れの場所的な変化が緩慢であるとき、河床の擾乱は常に減衰して安定となるから、河床形態が発生するためには局所的な水理条件にその原因が求められなければならない。このことから、発生・発達しつつある移動床上における乱れは場所的な変化に応じてその局所的な内部構造が明らかにされねばならない。さらに、このようにして形成された sand waves 上の流れの内部構造の詳細が明らかにされると、移動床流れにおける粗度および流砂の問題の解明へ大きく前進することになるであろう。

Raudkivi³⁾ は人工的に固定した砂漣上で、流れの様相、せん断力および圧力分布に関して詳細な測定を行っており、この結果は固定段落ち部での流れの状態と非常によく似ていることがわかった。また、芦田・

奈良井ら⁴⁾は移動床流れにおける乱れ計測を行ない、流水の乱れのスペクトル構造と河床波のそれとの対応関係を検討し、興味ある結果を得ているが、sand waves 上の流れにおける乱れ特性に関する研究はまだ緒についたばかりであると言える。

本研究は、波状路床上の流れに含まれる乱れ特性について、ホットフィルム流速計による乱れ計測によって実験的に検討したものであって、以下に示す3種の実験から構成されている。第1の実験は、波状路床上の流れに含まれる乱れ特性を平坦路床上のそれと比較検討することによって、それらの間の差異を明らかにすることを目的とするものであって、波状路床としては従来の dune 形状に関する計測結果に基づき、dune 形状を代表した波長・波高比を有する三角形状の固定路床が採用されている。第2の実験は、路床形状としては上と同様のものを用い、平坦路床から波状路床への遷移領域における流れの乱れ特性を明らかにすることが目ざされている。最後の実験においては、波状路床の波長波高比の変化が乱れの構造にどのような影響を及ぼすかを調べるために、直角二等辺三角形の金属製の棧を用いた路床状態における乱れ計測が行なわれている。

2. 計測方法およびデータ処理法

2.1 実験装置

実験装置の概略を Fig. 2-1 に示す。実験水路は長さ 13m、幅 40cm、高さ 20cm の透明アクリライト樹脂製の直線水路であって、路床勾配は 0 から 1/20 の範囲で可変である。また、配水装置には特別の注意が払われ、本実験水路に専用の高水槽および低水槽を有し、両水槽間は閉管路で連結されている。高水槽および低水槽と水路部の計測区間以外の場所には覆いを取り付け、ごみやほこりが流水に混入するのを防ぐと同時に、水路下流端の流水が低水槽に注ぐ部分に除塵装置を設置して水の清浄性が保たれるように工夫されている。本実験に用いられた波状路床は厚さ 0.8mm のブリキ製の三角波によって形成され、その波形は従来の dune 形状に関する観測結果⁵⁾を参考にして波長 20cm、波高 1cm とされ、峰の前・後面の水平距離はそれぞれ 19 cm および 1cm、幅は水路幅と同じ 40cm である。

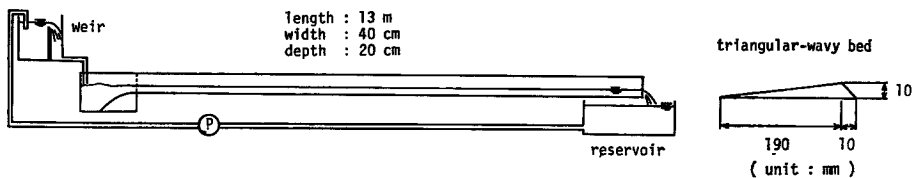


Fig. 2-1 Schematic illustration of experimental equipment.

流速変動の計測にはくさび型プローブのホットフィルム流速計を用いたが、この流速計によって 0.01~25 m/sec までの流速の測定が可能であり、周波数特性としては 30kHz までの変動に応答し得る。ホットフィルム流速計の使用に際して注意しなければならないことは、計測期間中の水温の変化に対してプローブの抵抗が変化するため流速計からの出力特性に変化を生じることと、水流中に含まれる浮遊物がプローブへ付着した場合に、流速計の出力低下が起るということである。前者については、計測期間中の水温の変化は 1°C 以内でそれほど問題とはならないが、後者については浮遊物の付着に伴って出力が半減あるいは流速計がほとんど作動しない場合も起り得るので、前述のように実験水の清浄性について特別の注意を払う必要がある。ホットフィルム流速計の検定は、乱れ計測の前後に平坦路床上の流れについて、浮子による表面流速の測定およびピトー管による平均流速の測定の結果と比較検討することによって行なわれた。

2.2 計測方法

本研究における乱れ計測の実験条件を Table 2-1 に示す。以下に各実験における実験方法ならびに実験目的を簡単に説明する。

Table 2-1 Hydraulic conditions of turbulence measurements of free surface shear flows over flat and wavy beds.

Exp.	Case	Discharge $Q(l/sec)$	Slope I	Depth $H(cm)$	Mean velocity $U_m(cm/sec)$	Reynolds number Re	Froude number Fr	Type of bed
1	F	3.6	1/500	4.0	22.4	$\times 10^4$ 0.66	0.36	Flat bed
	T-1	3.0	1/500	4.0*	18.7	0.55	0.30	Triangular-wavy bed
2	T-2	16.0	1/500	7.7*	51.9	4.0	0.60	Trianglnar-wavy bed
	T-3	1.0	1/500	2.3*	11.1	0.25	0.24	
3	R-1	0.8	1/500	2.5	8.0	0.18	0.16	Redge-type bed
	R-2	1.2	1/500	2.5	11.7	0.26	0.24	

* mean depth (over wavy beds)

i) 実験 1: 波状路床上の流れに含まれる乱れ特性を平坦路床上の流れの乱れ特性と比較することによって、それらの差異を明らかにすることを目的とし、前述の dune 形状をモデル化した三角波24個を水路床に敷きつめることによって波状路床を構成した。計測は水路上流端より約 9m に位置する三角波の一波長間を対象とし、計測区間より上流に17個、下流側に6個の三角波が配置され、計測対象区間の乱れは十分に発達し、平衡状態に達しているものと考えられる。Case T-1 の実験においては、計測の都合上、水面に顕著な表面波が生じない範囲で流速をできるだけ大きくすることにした。したがって、計測対象区間における平均水深 4 cm を維持するために水路下流端に設けられた水位調節せきにおけるせき上げが行なわれている。なお、平均水深として 4 cm を用いた理由は、実験水路幅と水深の比を10とすることによって、水路中央部において側壁の影響を無視し得る状態にするということと、前述の波状路床において波長と水深の比を実際の dune 形状を代表する 5 という値に対応させるためである。

ii) 実験 2: 本実験においては、前述の三角波に粒径 1mm の砂粒をのり付けしたものを水路の上流端より 6.1m のところから水路の下流端まで敷きつめることによって波状路床を構成した。計測は波状路床の始点から上流側に3波長、下流側に10波長までの区間を対象とし、実験目的としては平坦路床から波状路床への遷移領域における流れの乱れ特性を明らかにすることをめざしている。流れの状況は、Case T-2 の場合には路床の波形に対応した規則的な表面波が発生し、Case T-3 の場合には表面波の存在は顕著ではなく、両 Case とも波状路床上の計測区間における水深はほぼ等流とみなせる状態に調節されている。

iii) 実験 3: 波状路床における波長波高比の変化に応じて、波状路床上の流れにおける乱れ特性がどのように変化するかを実験的に明らかにすることを目的として、路床形態の構成には、波長波高比を変化させるために、高さ k が 6mm の直角二等辺三角形の金属製の棧を適当に配置することによって所定の路床形態を形成するという方法を用いた。棧間隔 s は、従来の dune 形状の観測結果において波長波高比が10~40、平均的には20であることを参考として、Case R-1 では 6cm ($s/k=10$)、Case R-2 では 24cm ($s/k=40$) とした。なお、計測は水路の中心線上で乱れが平衡状態に達したと考えられる一波長間において行なわれた。

2.3 データ処理

i) 記録システム: ホットフィルム流速計が用いられる場合、流速の大きさは電圧に変換されて検出されるが、流速計からの出力電圧はデータレコーダーにより一旦磁気テープに記録される。本研究に用いられたデータレコーダー (TEAC 製, R400型) は周波数変調 (FM) 方式で高い入力インピーダンス (100k Ω) を有しており、DC~5kHz までの変動が容易に記録される。なお、乱れ計測時においては流速計の出力電圧を

記録するとともに、シンクロスコープをモニター用として使用し、計測の確実性を高めることにした。

ii) サンプルング：本研究においては、波状路床上の流れにおける乱れのうち、流れ方向に水深の半分程度よりも大きなスケールを持つ乱れを対象とし、これよりも小さなスケールの乱れは流速計の出力電圧を記録したデータレコーダーからの再成に際し、ローパスフィルターを用いて除去することにした。すなわち、データの数値化に際して高速 A-D 変換器 (TEAC 製 DP500 型) のサンプルング周波数を 20Hz とし、ローパスフィルターの切断周波数を 11.2Hz に set した。なお、実験 2 の Case T-2 についてはサンプルング周波数として 200Hz、ローパスフィルターの切断周波数を 112Hz に set した場合のサンプルングも行ない、パワースペクトルの計算において補足的に用いられた。

iii) 計算式：以上のようにして得られた数値化データは電子計算機 (京大計算センター KDC-II) によって処理され、乱れ特性量の解析に用いられる。サンプルングデータを $u_i (i=1, 2, \dots, N)$ をすると計算式はつぎのように表わされる。ここに、 N はデータ数であって、本研究においては $N=1,000$ (サンプルング周波数として 20Hz をとる場合、記録長 50 秒) とした。

平均速度：

$$U = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \quad \dots\dots\dots (2-1)$$

乱れ速度：

$$u' = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - U)^2 \right\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (2-2)$$

ひずみ度：

$$S = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - U)^3 / \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - U)^2 \right\}^{3/2} \quad \dots\dots\dots (2-3)$$

とがり度：

$$F = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - U)^4 / \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - U)^2 \right\}^{4/2} \quad \dots\dots\dots (2-4)$$

自己相関係数：

$$R(K \Delta t) = \frac{1}{N-K} \left\{ \sum_{i=1}^{N-K} u_i u_{i+K} - \frac{1}{N-K} \sum_{i=1}^{N-K} u_i \sum_{i=1}^{N-K} u_{i+K} \right\} \\ K=0, 1, \dots, M \quad \dots\dots\dots (2-5)$$

Δt は読み取り間隔、 M は最大ずらし数であって、本研究においては $M=100$ とした。

パワースペクトル：

$$S(K \Delta f) = \frac{1}{M} \left\{ R(0) + 2 \sum_{j=1}^{M-1} R(j \Delta t) \cos \frac{j K \pi}{M} + R(M \Delta t) \cos \pi K \right\} \quad \dots\dots\dots (2-6)$$

Δf は周波数分解能であって、 $\Delta f = 1/2M \Delta t$ で表わされる。これを移動平均すると、つぎのようになる。

$$\begin{cases} S_*(0) = 0.54S(0) + 0.46S(\Delta f) \\ S_*(K \Delta f) = 0.54S(K \Delta f) + 0.23\{S((K-1)\Delta f) + S((K+1)\Delta f)\} \\ \quad K=1, 2, \dots, M-1 \\ S_*(M \Delta f) = 0.54S(M \Delta f) + 0.46S((M-1)\Delta f) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2-7)$$

3. 計測結果および考察

3.1 波状路床上の流れにおける乱れ特性——実験 1——

波状路床上の流れにおける平均速度および乱れ速度の計測結果を Fig. 3-1 に示す。図に見られるように、波状路床上の流れにおける平均速度は路床峰点より下流に向って一旦減少したのち再び増加しており、流水断面積の変化によく対応している。一方、乱れ速度は路床近傍において路床峰点を過ぎると急激に増加し、いわゆる reattachment point 近傍において最大となっており、この値は断面縮小部の乱れ速度の大きさに比

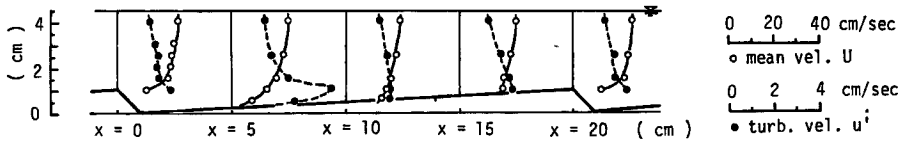


Fig. 3-1 Mean and turbulent velocity in the flow over a triangular-wavy bed.

して一段と大きなものになっている。以上の結果は、Raudkivi の実験モデルと同じものを用いて Sheen が測定した砂漣上の流れにおける乱れ計測結果³⁾と類似しており、路床近傍においては波状路床上の流れにおける乱れの局所的な変化の特性が無視できないことを示している。

以上のような特性をもつ波状路床上の流れが平坦路床上の流れとどのような点で類似しており、また、異なっているかを Fig. 3-2 および Fig. 3-3 によって検討する。Fig. 3-2 は波状路床上の流れの平均速度分布への対数則の適用性について検討したものであって、この結果より、路床から離れた領域 ($z/H \geq 0.4$) における平均速度分布は対数則によって近似され、この領域の対数则表示に用いられる摩擦速度は流下距離に関係せず一定とした取り扱いが可能であることが指摘される。また、流れ方向の乱れ速度 u' は、Reynolds

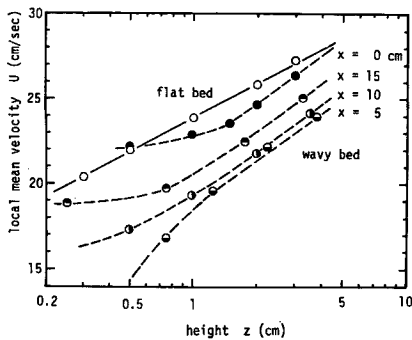


Fig. 3-2 Distributions of local mean velocity.

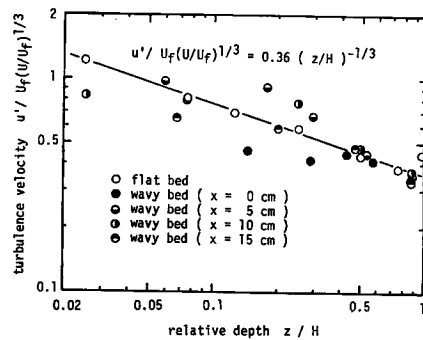


Fig. 3-3 Turbulence velocity in form of universal function.

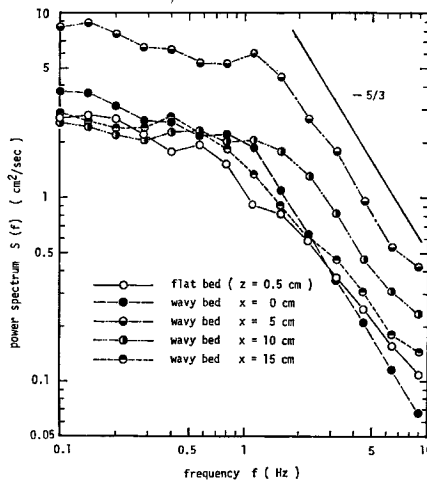


Fig. 3-4 Power spectra of turbulent velocity (over a flat bed and triangular-wavy bed).

数の十分大きな2次元開水路流れの場合、摩擦速度 U_f および局所的平均速度 U によって基準化され、 $u'/U_f(U/U_f)^{1/3}$ が相対水深 z/H (z : 波状路床面からの高さ) のみの普遍関数として表示されるが⁶⁾、平坦および波状路床上の流れについての計測結果は、Fig. 2-3 に見られるように、かなりバラツキはあるが、路床から離れた領域においては上の関係が満足されることがわかる。以上より明らかなように、波状路床上の流れの平均速度および乱れ速度の特性は、路床から離れた領域においては、平坦路床の場合と比較して顕著な差異は認められない。これに対し、路床近傍の流れには波状路床としての特性が顕著に現われ、平坦路床の場合とはかなり異なった取り扱いが必要と考えられる。

Fig. 3-4 は路床近傍(水路床からの距離1cm)での波状路床上の流れにおける乱れのパワースペクトルを示したものであり、比較のために平坦路床上の流れにおけるそれも示されている。なお、計算結果にかなりのバラツキを示すため、計算されたスペクトル $S(f)$ を次式によって円滑化することにした。

$$S_B(f) = \frac{1}{kf - \frac{1}{k}f} \int_{\frac{1}{k}f}^{kf} S(f) df \quad \dots\dots\dots (3-1)$$

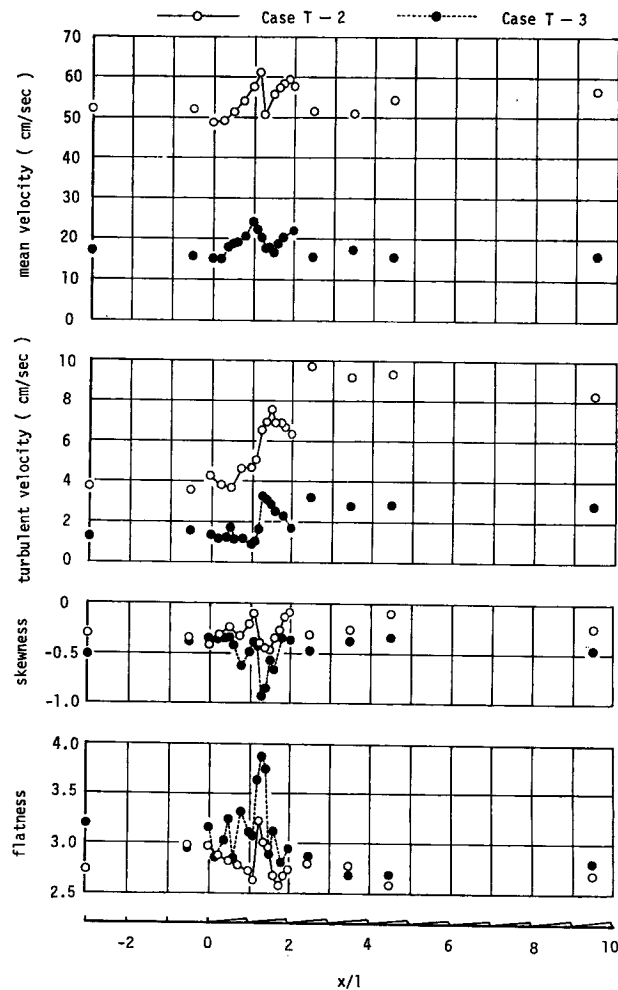


Fig. 3-5 Various characteristics of turbulence (over a triangular-wavy bed).

ここに、 $k=\sqrt{2}$ を用いた。図によると、乱れのエネルギーの大きさは距離とともに変化しても、スペクトルの形としては $-5/3$ 乗則で表わされる慣性領域の存在ならびに低周波数領域の特性のいずれにも顕著な差異は認められず、全体として波状路床上の流れにおける乱れのスペクトルは平坦路床の場合のそれを縦軸の方向へ平行移動したものに近い形になっている。したがって、本実験に関する限りにおいて、路床形状が乱れのスペクトル構造を支配する主要な要素となり得るかどうかについては判定されない。

3・2 平坦路床から波状路床への遷移領域における乱れの特性——実験 2——

本実験における計測は、水路の中心線上の水路床からの高さが1.5cm、流れ方向には Fig. 3-5 に示される各点において、流量を極端に変化させた2つの Case について行なわれた。図において、 l は三角波の波長を示し、 $x=0$ の点が波状路床の始点である。図からわかるように、 x/l が1から2にかけての一波長間においては、平均速度および乱れ速度の流れ方向の変化の様子はこの種の波状路床上の流れの特性の代表的なパターンを示している。波状路床上の流れに対する乱れの影響を詳しく検討するために、ひずみ度およびとがり度を計算した結果が Fig. 3-5 に加えられている。図において、ひずみ度およびとがり度の流下方向への様子は Case T-2 と Case T-3 でほぼ同様の傾向を示すが、それらの大きさは両 Case で若干異なっている。この原因は、両 Case で水深の差が3倍以上になっているにもかかわらず、計測点の高さを水路床から1.5cm と同一の値としたためであると考えられ、一般に、開水路流れにおいては、路床からの距離が大きくなるほどひずみ度は負の大きな絶対値を示し、とがり度は大きくなるという結果⁷⁾ が得られている。図において注目されることは、路床の峰点から波高の5～10倍下流の領域で平均速度は極小となり、乱れ速度、ひずみ度の絶対値およびとがり度は極大となるという事実である。以上から、この領域における流れの特徴としては、計測点を通過する流れに、波状路床の峰の後部に形成される死水域から間欠的に剥離する流れが

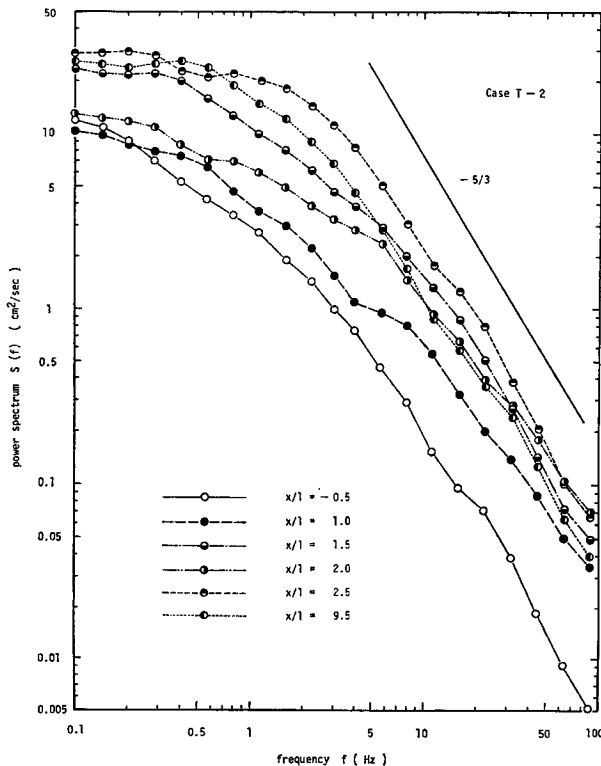


Fig. 3-6 Power spectra of turbulent velocity (over a triangular-wavy bed).

合流し、これが乱れ速度を大きくする直接の原因になっているものと考えられる。このことは、計測中にモニター用に使用されたシンクロスコープに現われる速度変動の波形に、間欠的に流速の小さな値が加わることによって負の方向へひずんだ波形が現われるのが観察されることから確かめられる。

つぎに、 x/l が 2 より大きい波状路床の遷移領域における乱れ特性について考察を加える。Case T-2 の場合、 $x/l=2.5$ における乱れ速度は $x/l=1.5$ におけるそれよりもさらに大きくなるが、 $x/l=3.5$ よりも下流においては $x/l=2.5$ における値よりも大きくはならず、またひずみ度については $x/l=1.5, 2.5, 3.5, 4.5$ と順次その絶対値が小さくなり、乱れが十分に発達して平衡状態に達していると考えられる $x/l=9.5$ におけるひずみ度の値は $x/l=-3$ の平坦路床上の流れにおけるひずみ度の値とほぼ等しくなっている。さらに、これらの乱れの周波数特性を検討するために速度変動のパワースペクトルを計算した。Fig. 3-6 に Case T-2 の場合のパワースペクトルを示すが、幅広い周波数領域の計算をするために 0.1~10Hz の部分と 1~100Hz の部分に分けて計算を行ない、両部分が重ね合わされている。図によって乱れのスペクトル構造の流下方向への変化を検討する。第 1 番目の路床峰点より 1cm 下流の $x/l=1.0$ における乱れのスペクトルは、 $x/l=-0.5$ の平坦路床上の流れにおけるそれに比較して、数 Hz 以上の高周波数領域において大きなエネルギーを持っており、この付近の流れにおいては比較的周波数の高い乱れの発生が推測される。乱れ速度が極大となる $x/l=1.5$ においては、乱れのスペクトルが、 $x/l=1.0$ におけるそれに比較して低周波数部分で大きくなっているが、スペクトルの傾きは 4~6Hz 付近で変化しており、数 Hz 程度の周波数を持つ乱れの発生が卓越していると推測される。しかし、スペクトルに明確なピークが存在しないことから、波状路床の峰の後部に形成される死水域から間欠的に剝離する流れの発生に特定の顕著な周期性が含まれていないものと考えられる。 $x/l=2.0$ における乱れのスペクトルからは、極大に達した乱れの各成分のうち数 Hz 以下の低周波数成分の乱れが流下に伴って減衰していくことがうかがえる。 $x/l=2.5$ においては、第 1 番目の三角波で発生して輸送された乱れと第 2 番目の三角波によって発生した乱れの相互作用の結果としての構造を有する。同時に、 $x/l=9.5$ における乱れは、その直前の三角波によって発生した乱れとそれより上流で発生し、減衰しながら輸送されてきた乱れの相互作用の結果として現われるだろう。 $x/l=2.5$ における乱れのスペクトルは $x/l=9.5$ におけるそれに比較して、スペクトルの傾きが変化する周波数が若干高周波数側であるということを除くとほぼ類似の形となっている。さらに、 $x/l=9.5$ における乱れのスペクトルは、 $x/l=-0.5$ におけるそれと比較すると、0.5Hz よりも高い周波数においては両者は縦軸方向に平行移動することによってほぼ一致させることができるという関係にある。このことから、本実験条件においては、波状路床上の流れにおける乱れには 0.5Hz よりも高い周波数において主にエネルギーが供給されており、このときの乱れのスペクトル構造は平坦路床のそれとほぼ同じ構造を持つことがわかる。

3.3 波状路床の波長波高比の変化が乱れの構造に及ぼす効果——実験 3——

Fig. 3-7 に棧型波状路床上の乱れが平衡状態に達したと考えられる一波長間における平均速度、乱れ速度およびひずみ度の計測結果を示すが、この場合の計測点の水路床からの高さは 1cm であった。図の横軸は計測区間の一波長間を棧間隔 s で割ることによって無次元化したものであって、 x_0 および x はそれぞれ棧の始点を基準点とした場合の計測区間上流側の棧の位置および各計測点の位置を示す。また、図の横軸に平行に引かれた実線および破線は棧の始点より 20cm 上流における計測結果をそれぞれ Case R-1 および Case R-2 について示したものであって、これによって平坦路床上の流れの特性を代表させることにする。図において、平均速度は棧の位置よりも若干下流側で極大となっているが、流下方向の変化は s/k が大きい Case R-2 の場合の方が大きくなっている。また、棧の直前において平均速度が急激に変化しているのは棧型路床上の流れの特性であることに注意する必要があるが、ここでの解析においては三角形の波状路床との比較において特に問題になるとは考えられない。乱れ速度の流下方向の変化のパターンは各 Case によって異なっているが、乱れ速度が極大となるのはいずれの Case においても棧の下流約 4cm の付近であり、これは棧の高さの 6~7 倍であって、Raudkivi の砂漣の実験モデルを用いた場合に reattachment point がクレストから波高の約 6 倍下流になるという結果とほぼ一致している。また、乱れ速度の大きさについて検討を

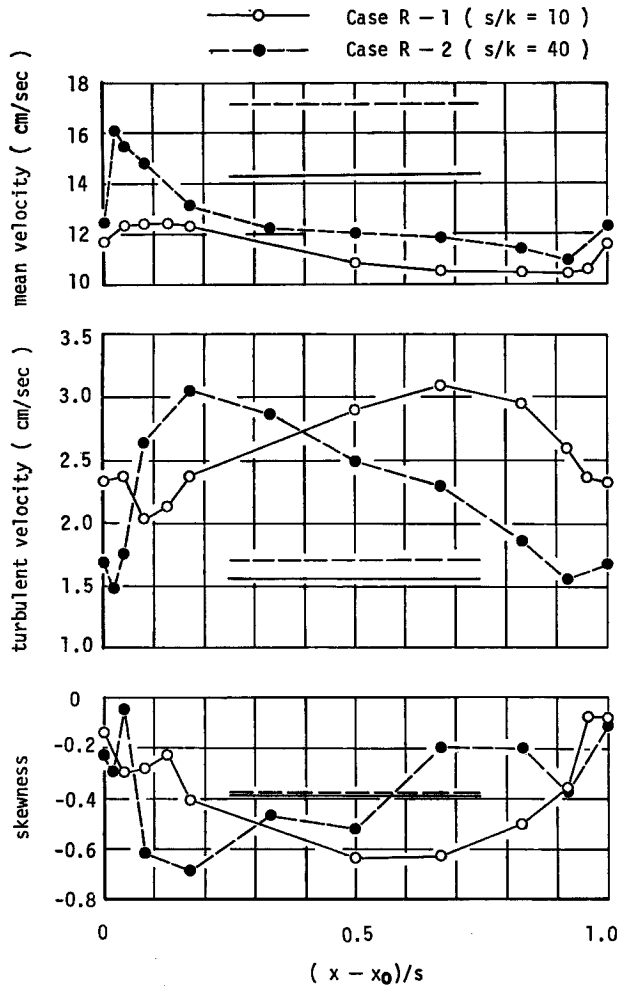


Fig. 3-7 Various characteristics of turbulence (over regde-type beds).

加えると、その極大値は両 Case とも約 3cm/sec というほぼ等しい値となっているが、その極小値は、 s/k が大きい Case R-2 の場合には平坦路床上の乱れ速度の値とほぼ等しくなっているのに対して、 s/k が小さい Case R-1 の場合にはそれよりも大きくなっており、これは計測区間より上流から輸送された乱れの影響が強く現われた結果であると考えられる。ひずみ度に関しては、乱れ速度の大きな点でその絶対値も大きくなっており、ここでは路床の稜の後部に形成される死水域から間欠的に剝離する流れの影響が大きいことを示している。

Fig. 3-8 は乱れのパワースペクトルの流下方向の変化を示したものである。まず、Case R-2 の場合について検討すると、 $(x-x_0)/s=0.08$ および 0.17 の乱れ速度が大きな値をとる点でのスペクトルは、他の点でのそれに比較して、高周波数側で大きな値をとっているために、その傾きも $-5/3$ 乗則の成立する場合の傾きより小さくなっている。このことから、これらの点においてはスケールの大きな乱れからスケールの小さな高周波数の乱れまで、さまざまなスケールの乱れが大きなエネルギーを有して存在することが認められるが、特にその卓越周波数に注目すると、1~2Hz 付近に最もエネルギーが集中していることがわかる。乱

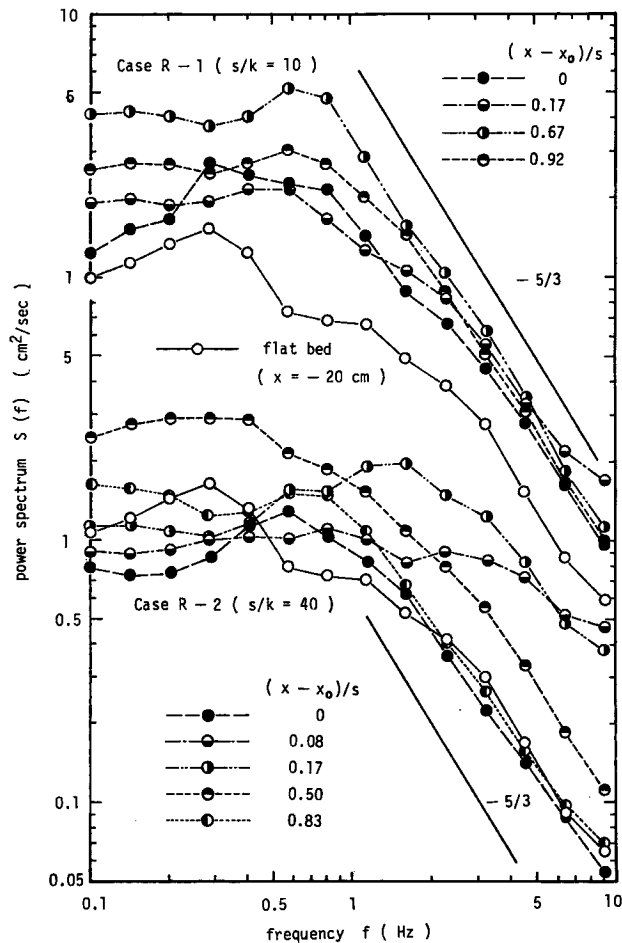


Fig. 3-8 Power spectra of turbulent velocity (over ridge-type beds).

れ速度がピークを過ぎて徐々に小さくなっていく $(x-x_0)/s=0.50, 0.83$, および 0 の点においては, スペクトルの高周波数領域における傾きは $-5/3$ に近く, スペクトルの形は全体として平坦路床上の流れにおけるそれとほぼ類似の形をしている。このように, s/k の値が大きな Case R-2 の場合には, スペクトル構造は流下方向の場所的变化に対応して大きく変化している。これに対して, s/k の値が小さな Case R-1 の場合には, 乱れ速度が極大となる $(x-x_0)/s=0.67$ の点におけるスペクトルにおいても, 高周波数側での傾きは $-5/3$ に近く, Case R-2 の場合の傾向とは異なり, 各点におけるスペクトルの形は平坦路床上の流れにおけるそれを縦軸の方向へ平行移動したものに近い形になっている。これは Case R-1 の場合には, 計測区間より上流で発生し, 輸送されてきた乱れと計測区間で発生した乱れの相互作用の結果, 乱れの構造が平均化されるのに対して, Case R-2 の場合には計測区間より上流からの乱れの影響が顕著には現われず, 流下方向の場所の違いによって乱れの構造に差異を生じたものであると考えられる。

4. 結 論

本研究は, 波状路床上の流れに含まれる乱れ特性について, ホットフィルム流速計による乱れ計測によって実験的に検討したものであって, 以下に示す 3 種の実験を行なった結果, 若干の興味ある結果が得られた。

1. 波状路床として波長 20cm, 波高 1cm, 峰の後面の水平距離 1cm の dune 形状をモデル化した三角波を用い, 平均水深を 4cm, 路床勾配 1/500, フルード数 0.33 とした場合の波状路床上の流れはつぎのような特性を有することがわかった。すなわち, 波状路床上の流れにおける平均速度および乱れ速度の流下方向への変化および鉛直分布の特性より, 路床から離れた領域 ($z/H \geq 0.4$) においては粗度の大きな平坦路床の場合とほぼ同様の取り扱いによって説明されるが, 路床近傍においては波状路床としての特性が顕著に現われ, 平坦路床の場合とかなり異なった取り扱いが必要と考えられる。また, 路床近傍における乱れのスペクトル構造を検討したが, 波状路床上の流れにおける乱れのスペクトル構造は平坦路床上の流れにおけるそれと比較して, エネルギーが全体として大きくなっているということを除いては, 特別な差異は認められない。

2. 波状路床として前述の三角波に粒径 1mm の砂粒をのり付けしたものをを用い, 波状路床の上流側に 3 波長, 下流側に 10 波長までの区間を対象として計測を行ない, 平坦路床から波状路床への遷移領域および乱れが十分に発達して平衡状態に達した領域における流れの乱れ特性について検討した結果, つぎのことが明らかとなった。遷移領域における流れの特徴としては, 乱れ速度, ひずみ度およびとりり度の流下方向への変化の各点における対応から考えて, 計測点を通過する流れに, 波状路床の峰の後面に形成される死水域から間欠的に剝離する流れが合流し, これが乱れ速度を大きくする直接の原因となっていることが推測され, さらに, 乱れのスペクトル構造からは, この場合の死水域から剝離する流れの卓越周波数が数 Hz 程度であることがわかった。これに対して, 十分に発達して平衡状態に達した乱れは, その直前の波状成分によって発生した乱れと, それより上流で発生し減衰しながら輸送されてきた乱れの相互作用の結果, 平均化されて, そのスペクトル構造が平坦路床のそれと同じものとなると考えられる。

3. 高さが 6mm の直角二等辺三角形の金属製の棧を用いて路床形態を構成し, 波長波高比を 10 および 40 の 2 Case に選んでそれぞれにおける乱れの諸特性を相互に比較検討した結果, つぎのことが明らかになった。乱れ速度の流下方向への変化の様子から, reattachment point は両 Case とともに棧波高の約 6~7 倍の距離だけ棧の下流側になり, この値は路床の波長波高比にかかわらずほぼ一定になるものと推測されるが, 乱れ速度の大きさについての比較からは, 路床の波長波高比が小さい場合には, 計測区間より上流から輸送された乱れが計測区間における乱れ速度の大きさに強い影響を及ぼすことがわかる。さらに, 乱れのスペクトル構造の比較からは, 路床の波長波高比が小さい場合には, 計測区間より上流で発生し輸送されてきた乱れと, 計測区間で発生した乱れの相互作用の結果, 乱れの構造が平均化されるのに対して, 路床の波長波高比が大きい場合には計測区間より上流からの乱れの影響は顕著には現われず, 流下方向の場所の違いによって乱れの構造に差異を生じることがわかった。

以上は波状路床上の流れにおける乱れ特性を解明するための第一段階の実験的研究であって, 今後より詳細な研究を進めるとともに, 移動床水路の流れにおける乱れ特性の解明へと発展させていきたい。

参 考 文 献

- 1) Yalin, M. S.: On the formation of dunes and meanders, Proc. 14th Congr., IAHR, C-13, Paris, 1971, pp. 101-108.
- 2) Kennedy, J. F.: Laws of sediment transport and bed deformation, Proc. 14th Congr., IAHR, Paris, 1971.
- 3) Raudkivi, A. J.: Bed forms in a alluvial channels, J. Fluid Mech., Vol. 26, part 3, 1966, pp. 507-514.
- 4) 芦田和男・奈良井修二: 河床形態の変動特性に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第12号 B, 昭44.3, pp. 449-462,
- 5) 芦田和男: 移動床流れの河床形状, 第16回水理講演会講演集, 1972, pp. 133-139.
- 6) 今本博健: 開水路流れにおける乱れの基本的特性について, 土木学会論文報告集, No. 197, 1972.1, pp. 83-91.
- 7) 今本博健・上野鉄男: 開水路流れにおける乱れの空間構造について, 京都大学防災研究所年報, 第14号 B, 昭46.4, pp. 205-217.