

日本大学工学部 正員 高橋 迪夫
 正員 木村 喜代治
 学生員 大江 幹夫

はしがき： 著者らは、一般的に、フルード数が大きく、また、河床が粗砂礫により構成され水深と同一オーダーを占める相対粗度の大きい流れとして特徴づけられる山地河川を対象とした流れの基礎的な水理特性を幾つか調べてきた。 本報は、前報¹⁾に引き続きこのような流れにおける乱れの諸特性のうちの乱れ強さの主流方向とそれに垂直な三方向の成分ならびに乱れエネルギーの分布、および乱れエネルギーの収支に関して、実験結果より二、三の検討を試みるものである。

実験方法： 実験は、現象をより単純化して取り扱うために底面に直径 $D=0.70\text{cm}$ (Series I), および 1.22cm (Series II) の二種類の均一ガラス球を粗度として最密にはりつけ長さ 6.5m , 幅 15cm の水路を用い、水路上流端より約 5.3m の断面中央部のほぼ粗度粒子頂点上において、センサーとして円錐およびX型プローブを用いたホットフィルム流速計により変動速度の三方向成分を計測した。

実験結果および考察： 各Seriesの実験条件が表-1に示されている。このとき、Case b, Bはレイノルズ数 Re が、Case r, Rはフルード数 F_r が、そしてCase f, Fは相対粗度 D/H がほぼ一定に保たれている。

乱れ強さおよび乱れエネルギー： 各Seriesにおける水路断面中央部の底面摩擦速度 u_{*bc} で無次元化した三方向の乱れ強さ u' , v' , w' , および乱れエネルギー $\frac{1}{2} \rho \overline{u'^2 + v'^2 + w'^2}$ の一例の相対水深 y/H に対する分布が図-1, 2に示されている。このとき、 u' , v' , および w' は各々、主流、底面に垂直、および側面に垂直な方向の乱れ強さであり、また、 $\overline{\rho^2} = \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}$ である。なお、図中には中川・祢津²⁾の示した乱れ強さの指数関数形の一例として u' に対する関数形(破線④)が示されている。これより、いずれのSeriesにおいても、かなりのばらつきはあるが巨視的には、 u' , v' , w' に対する D/H , F_r 数、および Re 数の明瞭な影響はほとんど認められず、前報にも一部示したように u' , v' , w' のいずれの分布も中川・祢津の示した指数関数形の傾向に従うように思われる。しながら、水面に向ってその減少傾向は中川・祢津の結果に比べて急激であり、さらに、 u' , v' , w' の大きさは通常取り扱われている流れに対して示されている $u' > w' > v'$ ではなく、 v' , w' 成分の増

表-1 実験条件

Series I (D=0.70cm)										
Case	Sin θ	Q (L/s)	H (cm)	U (cm/s)	U _{bc} (cm/s)	D/H	F _r (U/√gD)	Re ₁₀ ³		
b-1	0.0349	5.38	3.46	103.7	11.5	0.203	1.78	3.66		
b-2	0.0698	5.40	2.83	127.2	14.8	0.248	2.42	3.85		
b-3	0.105	5.40	2.51	143.4	17.2	0.240	2.89	3.88		
b-4	0.139	5.40	2.32	155.2	19.1	0.303	3.26	3.91		
r-1	0.139	2.71	1.57	115.1	15.9	0.447	2.93	1.84		
r-2	0.139	4.10	1.98	138.1	17.7	0.355	3.13	2.69		
r-3	0.139	5.40	2.32	155.2	19.1	0.303	3.26	3.91		
r-4	0.139	6.70	2.73	178.4	21.8	0.332	2.76	2.71		
f-1	0.0349	2.37	2.13	74.2	9.22	0.330	1.62	1.53		
f-2	0.0698	3.30	2.13	103.3	13.0	0.330	2.26	2.14		
f-3	0.105	4.20	2.18	128.4	16.1	0.322	2.78	2.71		
f-4	0.139	4.89	2.19	148.9	18.6	0.321	3.22	3.15		

Series II (D=1.22cm)										
Case	Sin θ	Q (L/s)	H (cm)	U (cm/s)	U _{bc} (cm/s)	D/H	F _r (U/√gD)	Re ₁₀ ³		
B-1	0.0349	5.40	3.85	93.5	12.2	0.317	1.52	2.83		
B-2	0.0698	5.38	3.25	110.4	15.9	0.375	1.96	2.92		
B-3	0.1045	5.39	2.93	122.6	18.6	0.416	2.28	3.27		
B-4	0.139	5.39	2.74	131.1	20.8	0.445	2.53	3.15		
R-1	0.0698	2.00	1.77	75.3	12.0	0.689	1.81	1.04		
R-2	0.0698	3.40	2.49	91.0	14.1	0.490	1.85	1.99		
R-3	0.0698	4.38	2.87	101.7	15.0	0.425	1.92	2.30		
F-1	0.0349	2.61	2.46	70.7	9.92	0.496	1.44	1.51		
F-2	0.0698	3.25	2.44	88.8	14.0	0.500	1.82	1.81		
F-3	0.1045	4.11	2.47	110.9	17.2	0.494	2.25	2.34		
F-4	0.139	4.77	2.48	128.2	19.8	0.492	2.60	2.63		

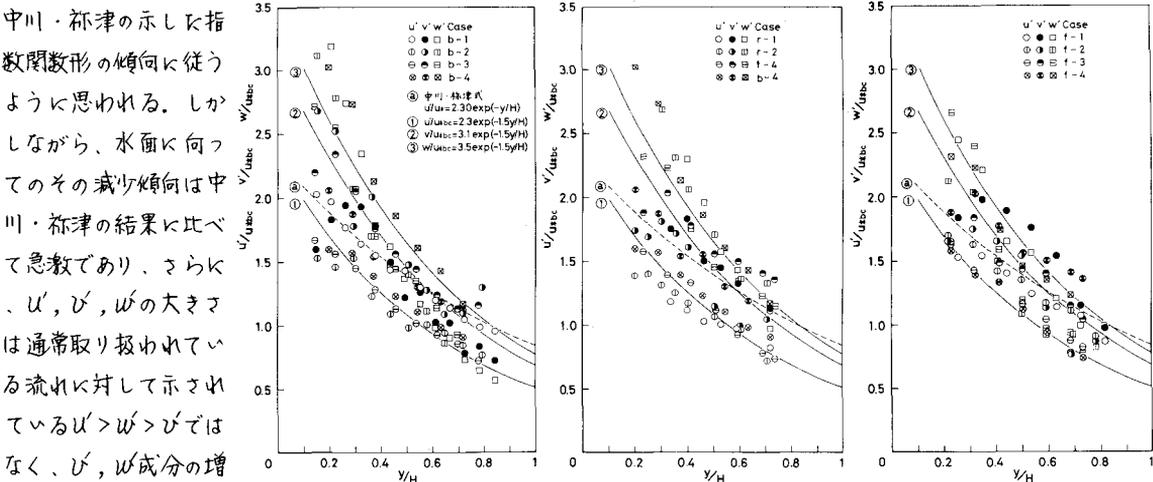


図-1 乱れ強さおよび乱れエネルギーの分布 (Series I)

大、 U 成分のわずかな減少により、 $w \approx v > U$ の傾向が認められる。これは、相対粗度が大きく、また、かなりの高流速のため底面側では粗度の影響がかなり大きく、それが水面の存在により水面方向に急激に抑制されるためと考えられ、本報で取り扱うような流れの特性が表われているように思われる。これらの分布に中川・祢津の関数形、

$$\left. \begin{aligned} \frac{q}{2u_{*bc}^2} &= d' \exp(-\lambda \frac{y}{H}), & \frac{U}{u_{*bc}} &= d_1 \exp(-\frac{\lambda}{2} \frac{y}{H}), & \frac{V}{u_{*bc}} &= d_2 \exp(-\frac{\lambda}{2} \frac{y}{H}), & \frac{W}{u_{*bc}} &= d_3 \exp(-\frac{\lambda}{2} \frac{y}{H}) \\ \lambda &= 2.0, & d_1 &= 2.30, & d_2 &= 1.27, & d_3 &= 1.63, & d' &= 4.78 \end{aligned} \right\}$$

を適用してみると、かなりのばらつきはあるが本実験範囲内では、Series I に対して、 $\lambda \approx 3.0$, $d_1 \approx 2.3$, $d_2 \approx 3.1$, $d_3 \approx 3.5$, $d' \approx 13.5$ 、一方、Series II に対して、 $\lambda \approx 3.0$,

$d_1 \approx 2.3$, $d_2 \approx 3.5$,

$d_3 \approx 3.5$, $d' \approx 15$

として近似され得るよう思われる。この結果、各方向の乱れ強さの比率は $V/U \approx 1.3 \sim 1.5$, $W/U \approx 1.5$ となり、中川・祢津の結果 $V/U = 0.55$, $W/U = 0.71$ と比較すると興味深い。

乱れエネルギーの収支；本報では拡散項の実験結果が得られていないために詳細な検討はできないが、ここでは発生率と逸散率の実験結果を示し、さらに、これらの結果より拡散率を推定し、主流域におけるエネルギー収支に関して一検討を加えてみる。

無次元化された乱れエネルギーの発生率 P および逸散率 E の分布の一例が図-3に示されている。さらに、 $D = P \cdot H / u_{*bc}^3 - E \cdot H / u_{*bc}^3$ として拡散率 D が推定されている。なお、図中には参考として本報と同様な方法によって推定された McQuivey³⁾ の結果を破線で示した。これより、発生率の実測値の分布は理論曲線にほぼ従うことが認められる。逸散率の分布の傾向も発生率とはほぼ類似であるが、 $y/H \approx 0.5$ より底面側では $P > E$ の傾向がかなり顕著であり、一方、水面側では $P \approx E$ となっていることがうかがえる。また、本報で取り扱うような流れにおいてはとくに底面側の拡散率がかなり大きく、底面より発生した乱れエネルギーのかなりの部分は底面に垂直な乱れ成分により急速かつ大量に水面方向に輸送され、その大部分を水面変動域におけるエネルギーの消散に供給するのではなからうかと推測される。本報の流れにおいては、水面変動が非常に激しくその変動域は 15~30% に及び、この領域においてはかなりのエネルギー消散があるものと思われるが、拡散項の実測と共に今後の課題であろう。

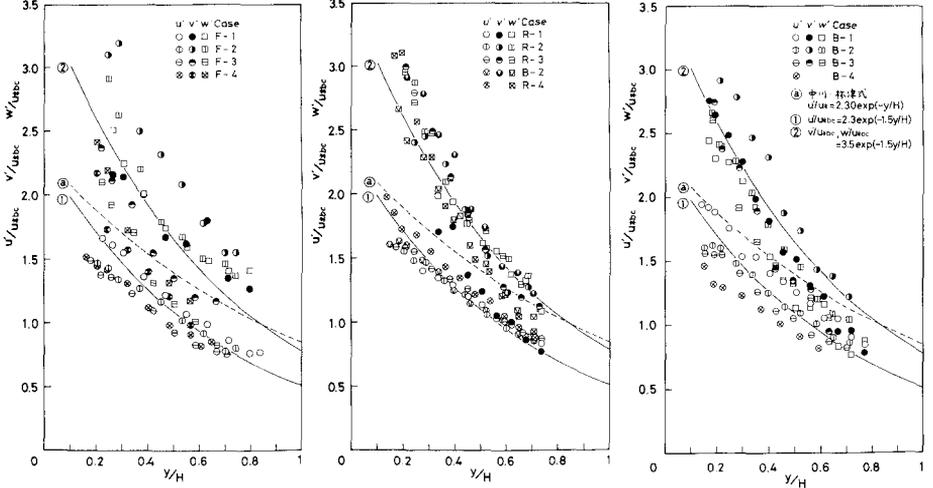


図-2 乱れ強さおよび乱れエネルギーの分布 (Series II)

無次元化された乱れエネルギーの発生率 P および逸散率 E の分布の一例が図-3に示されている。さらに、 $D = P \cdot H / u_{*bc}^3 - E \cdot H / u_{*bc}^3$ として拡散率 D が推定されている。なお、図中には参考として本報と同様な方法によって推定された McQuivey³⁾ の結果を破線で示した。これより、発生率の実測値の分布は理論曲線にほぼ従うことが認められる。逸散率の分布の傾向も発生率とはほぼ類似であるが、 $y/H \approx 0.5$ より底面側では $P > E$ の傾向がかなり顕著であり、一方、水面側では $P \approx E$ となっていることがうかがえる。また、本報で取り扱うような流れにおいてはとくに底面側の拡散率がかなり大きく、底面より発生した乱れエネルギーのかなりの部分は底面に垂直な乱れ成分により急速かつ大量に水面方向に輸送され、その大部分を水面変動域におけるエネルギーの消散に供給するのではなからうかと推測される。本報の流れにおいては、水面変動が非常に激しくその変動域は 15~30% に及び、この領域においてはかなりのエネルギー消散があるものと思われるが、拡散項の実測と共に今後の課題であろう。

無次元化された乱れエネルギーの発生率 P および逸散率 E の分布の一例が図-3に示されている。さらに、 $D = P \cdot H / u_{*bc}^3 - E \cdot H / u_{*bc}^3$ として拡散率 D が推定されている。なお、図中には参考として本報と同様な方法によって推定された McQuivey³⁾ の結果を破線で示した。これより、発生率の実測値の分布は理論曲線にほぼ従うことが認められる。逸散率の分布の傾向も発生率とはほぼ類似であるが、 $y/H \approx 0.5$ より底面側では $P > E$ の傾向がかなり顕著であり、一方、水面側では $P \approx E$ となっていることがうかがえる。また、本報で取り扱うような流れにおいてはとくに底面側の拡散率がかなり大きく、底面より発生した乱れエネルギーのかなりの部分は底面に垂直な乱れ成分により急速かつ大量に水面方向に輸送され、その大部分を水面変動域におけるエネルギーの消散に供給するのではなからうかと推測される。本報の流れにおいては、水面変動が非常に激しくその変動域は 15~30% に及び、この領域においてはかなりのエネルギー消散があるものと思われるが、拡散項の実測と共に今後の課題であろう。

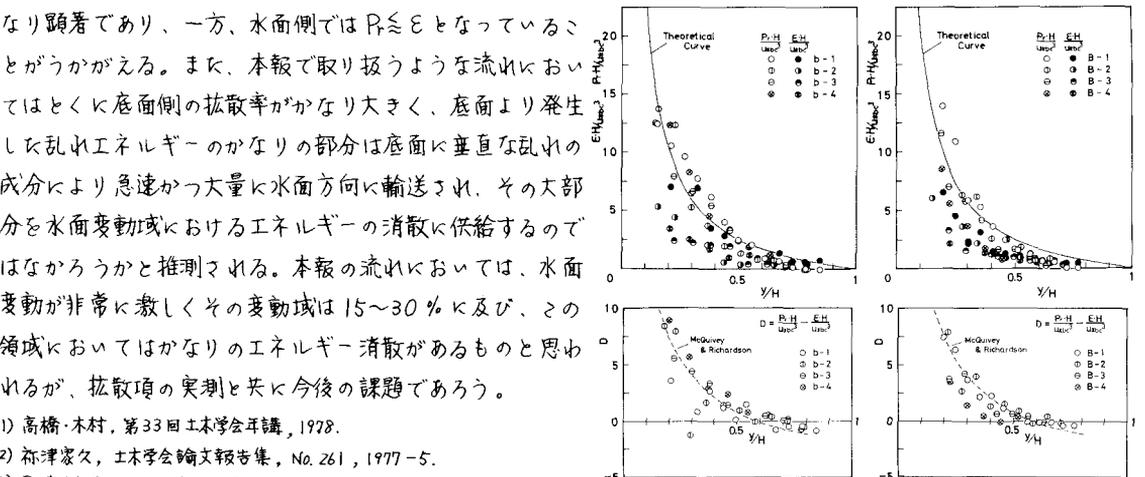


図-3 乱れエネルギーの収支

1) 高橋・木村, 第33回土木学会年講, 1978.
2) 祢津俊久, 土木学会論文報告集, No. 261, 1977-5.
3) R.S. McQuivey, et al., Proc. ASCE, Vol. 95, No. HY1, 1969. 1.