

棧粗度の相対棧間隔が開水路の乱流構造に及ぼす影響

Effect of Relative Spacing of Strip Roughness on Turbulent Structure
in Open Channel Flows

富永晃宏*

By Akihiro Tominaga

The turbulent structures were investigated experimentally in open channel flows with strip roughness with various roughness spacing. The Reynolds stress distributed linearly in the outer region and the friction velocity could be evaluated from the gradient of its distribution. Using this friction velocity, turbulence intensities were well described in the same universal function as in smooth flows, but the streamwise turbulence intensity decreased near the bed. Mean velocity profiles coincided with the log-law involving the roughness function. The defect of the mean velocity became largest at the relative spacing $L/k=8$.

Keywords: roughness, turbulent structure, friction velocity

1. まえがき

粗面流れの抵抗則に関しては様々な粗度要素に対して数多くの実験的研究が行われているが、粗度要素の大きさ、形状及び配列等が複雑に影響するため一般的な取扱いが困難である。滑面では粘性底層の外縁付近の不安定から乱れが発生するのに対し、粗面では粗度要素による後流が乱れの発生源となる点において異なっているが、粗度近傍を離れた外層領域では乱れの構造はほぼ滑面と相似になるとされている¹⁾。このことは乱れの発生機構が異なっても、慣性小領域から粘性逸散に至る乱れのカスケード過程の普遍性を示すものである。このように乱れの代表スケールで無次元化された乱流構造は粗面においてもほぼ相似となるが、絶対的な乱れのスケールを決定するメカニズムが不明であるように思われる。例えば、棧粗度を過ぎる流れは、粗度要素の高さが同じであるにも関わらず、粗度要素間の間隔によって抵抗係数が大きく変化し、相対棧間隔（粗度間隔と粗度高さの比）が6から10で最も抵抗が大きくなることが知られている^{2), 3)}。棧粗度の間隔がある程度以上小さい場合は溝部分が死水域となり、流れが感知する粗度高さは実際よりも小さなものとなり、一方棧粗度の間隔が極端に大きい場合は流れ全体に占める粗度要素の数が少ないため、抵抗が小さくなることは容易に理解できる。この中間の領域では粗度要素の後流渦の発達過程に粗度間隔が微妙に影響していると考えられる。この意味で棧型粗面の棧粗度の間隔の変化にともなう乱流構造を検討することは粗面流れの乱れ発生メカニズムを理解する上で最も基本的なアプローチとなると考えられる。しかし、棧型粗面の乱流構造に関する研究もいくつかあるが^{4), 5), 6), 7)}、棧粗度間隔を系統的に変化させた実験値はあまり得られていない。本研究は、最も基本的な角柱型の棧粗度上の開水路流において、棧間隔の系統的変化に伴う乱流構造の変化を実験的に明らかにし、粗度の乱流構造に及ぼす効果について検討したものである。

* 正会員 工博 名古屋工業大学助教授 社会開発工学科

(〒466 名古屋市昭和区御器所町)

2. 実験装置および方法

実験は、長さ12.5m、幅40cmの矩形断面開水路の水路床に、図-1に示すように一辺の長さ $k=5\text{mm}$ の正方形断面の角柱粗度を間隔 L で設置して行った。相対粗度間隔 L/k を粗度が1つだけの ∞ から16, 8, 4, 2と変化させ、また相対水深およびレイノルズ数を変化させた。この実験条件表を表-1に示す。R1グループは($h/k=16$, $Re \approx 2.2 \times 10^4$, $Fr \approx 0.3$)、R2グループは($h/k=10$, $Re \approx 1.4 \times 10^4$, $Fr \approx 0.35$)およびR3グループは($h/k=16$, $Re \approx 1.4 \times 10^4$, $Fr \approx 0.2$)であり、R1とR2の主な違いは相対水深であり、R1とR3の違いはレイノルズ数である。計測は上流から7.5mの1粗度区間で行い、ここでは十分発達した乱流が得られた。また、水面変動は $L/k=\infty$ の場合を除いて十分小さかった。水路中央付近で流れが2次元であることを確認した後、水路中央においてファイバ・レーザー・ドップラー流速計を用いて、粗度の中央から次の粗度の直前までの水深方向の分布を計測した。 y が7mm以下では2成分計測ができなかったため、 u のみの1成分計測とした。サンプリング周波数100Hzで41秒間のデータを取り解析した。なお図1中の Δy は仮想的な底面の上昇高さを示し、ここからの水深を h' としている。まず、 Δy として粗度要素の断面積による幾何的排除厚さ c をとり、 $\Delta y=c=k^2/L$ とした。

3. 摩擦速度の評価法

粗度上の流れの場合、粗度間隔が十分大きいときは流下方向に平均流そのものが変化するが、ある程度以下では外層の平均流は一樣となると考えられる。摩擦速度は流れ全体の乱れの代表スケールであり、乱れの大きさおよび抵抗を決定する重要な因子である。局所的な底面摩擦速度は、粗度要素の剥離流の直接的な影響を受けて複雑に変化するが、形状抵抗も含めた全抵抗を表す摩擦速度を評価することとする。摩擦速度の評価法としては、エネルギー勾配から求める方法、対数則から求める方法、直接レイノルズ応力から求める方法があるが、エネルギー勾配は1/2000程度と小さいため十分な精度が得られず、対数則では仮想原点の位置が不確定であり決定が困難である。したがって、レイノルズ応力から評価するのが最も信頼できる方法と考えられる。粘性項を無視した2次元の x 方向の運動方程式は次のようである。

$$\frac{\partial(-\bar{uv})}{\partial y} = -gIe + \frac{\partial \bar{UU}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{UV}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{U}^2}{\partial x} \quad (1)$$

ここで、 Ie はエネルギー勾配である。粗度間隔が大きい場合には右辺の第2項以下がゼロでないためレイノルズ応力 $-\bar{uv}$ の勾配は一定でなくなるが、式(1)を粗度の1周期間で流下方向に平均すると次式に帰着する。

$$\frac{\partial[-\bar{uv}]}{\partial y} = -gIe + \frac{\partial[\bar{UV}]}{\partial y} \quad (2)$$

[]は粗度間平均値を意味する。さらに粗度の1周期間で力の釣合を考えると次式が得られる。

$$\rho g(hL - k^2)Ie = \tau_f L + D \quad (3)$$

$$\equiv \tau_b L$$

ここに、 τ_f は摩擦応力、 D は粗度要素による抗力、 τ_b は全抵抗応力である。ここで、 $\tau_b \equiv \rho U_{\infty}^2$ とすると、 $\langle UV \rangle$ は粗度近傍以外では無視できるから、外層のレイノル

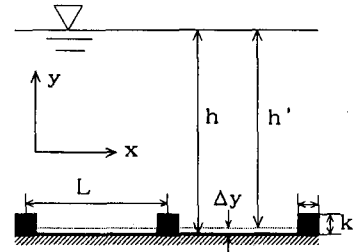


図-1 粗度要素と座標系

表-1 実験条件表

	case	relative spacing L/k	relative depth h/k	mean velocity $U_m(\text{cm/s})$	friction velocity $U_\tau(\text{cm/s})$	Reynolds number $Re(=U_m h/\nu)$	Froude number Fr
R 1	RA03	16	16	27.3	3.4	2.3×10^4	0.31
	RA06	8	16	26.4	3.5	2.2×10^4	0.30
	RA09	4	16	26.8	2.9	2.2×10^4	0.30
	RA12	2	16	27.3	1.9	2.1×10^4	0.31
R 2	RA04	16	10	23.8	3.5	1.4×10^4	0.33
	RA07	8	10	23.2	3.7	1.3×10^4	0.32
	RA10	4	10	28.7	3.6	1.6×10^4	0.39
	RA13	2	10	28.1	2.2	1.5×10^4	0.39
R 3	RA05	16	16	17.8	2.8	1.5×10^4	0.20
	RA08	8	16	18.7	3.1	1.6×10^4	0.21
	RA11	4	16	18.1	2.4	1.5×10^4	0.20
	RA14	2	16	19.0	1.7	1.5×10^4	0.22
	RA15	∞	16	28.7	-	2.3×10^4	0.32
	RA16	∞	16	20.9	-	1.7×10^4	0.24

ズ応力勾配を用いて次のように平均の摩擦速度が得られる。

$$U_{*o}^2 = gh' I e = \frac{\partial \langle -\overline{uv} \rangle}{\partial y} \cdot h', \quad h' = h - k^2/L \tag{4}$$

図-2は $h/k=10$ で $L/k=16$ のケースの代表的位置におけるレイノルズ応力の鉛直分布の一例を示したものである。分布はかなりばらついてはいるが全体としてはほぼ直線的な分布となっているのがわかる。本実験に先立つ円柱棧粗度をを用いた実験³⁾では $y/h<0.4$ の領域において粗度直後でいったん減少してから流下するにしたがって急に増大するという顕著な系統的变化を見せたのに対して、今回の角柱の場合は同様の変化がみられるもののそれほど顕著ではない。むしろ水深全体にわたる分布の脈動が認められ、これは粗度離れ流の組織的渦と関係があるように思われる。この直線部分の勾配から得られる摩擦速度は粗度直後で若干減少するが、全体としてほぼ一定とみなすことができ、外層における式(1)の右辺第2項以下の項の効果はそれほど大きくなかった。すなわち棧粗度の間隔が最も大きい $L/k=16$ の場合でも、粗度高さ以下の領域を除く外層領域では一様な平衡状態に達しているものと考えられる。次に L/k のすべてのケースにおいて式(4)より粗度間平均した $[-\overline{uv}]$ の値から摩擦速度 U_{*o} を求めた。このときの $[-\overline{uv}]$ の分布を3つのグループに分けて図-3に示す。いずれのケースにおいても $y/h>0.3$ で良好に直線分布に従う。 $y/h<0.3$ では式(2)の右辺第2項の効果によって粗度近傍より少し上の領域が減少したものと考えられる。式(2)より高さ y における $[-\overline{uv}]$ は次のように表される。

$$[-\overline{uv}]_y = g I e (h-y) + [UV]_y \tag{5}$$

図-4に $L/k=16$ における鉛直方向流速 V の流下方向分布を示す。粗度の近傍では粗度の直前から粗度上にかけて上昇流が低速流を輸送し、粗度下流の $x/k=8$

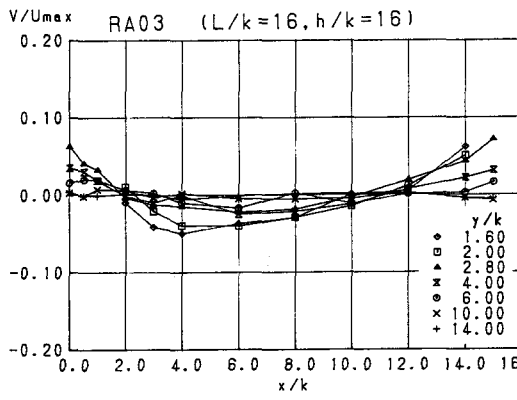


図-4 鉛直方向流速 V の流下方向分布

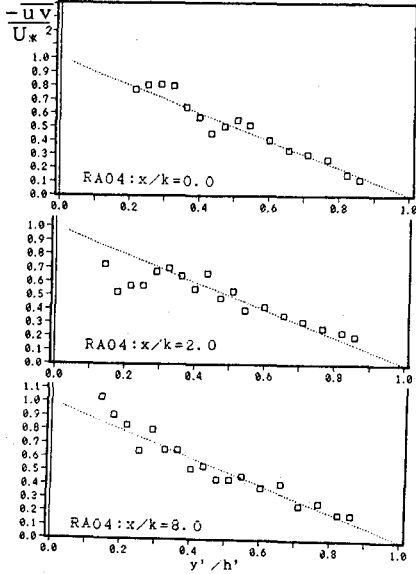


図-2 局所的レイノルズ応力分布

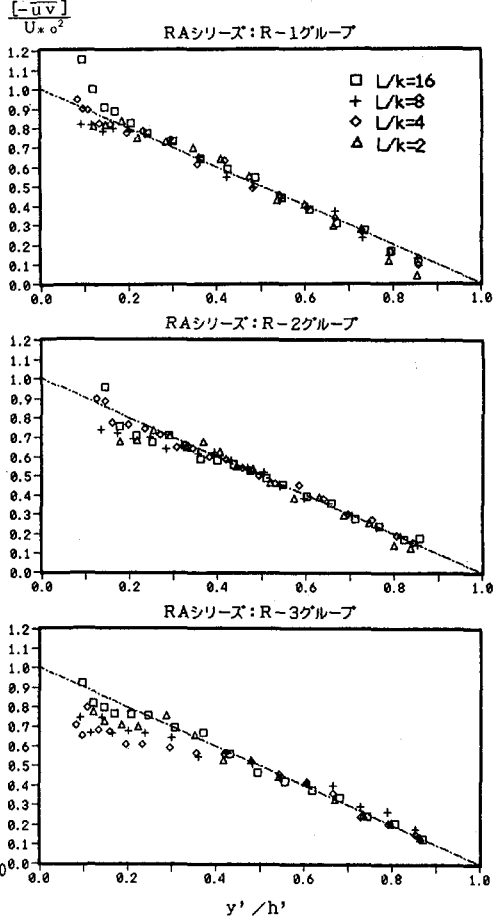


図-3 粗度間平均レイノルズ応力分布

付近までの領域で下降流が高速流を輸送することから右辺第2項の $[UV]_y$ は負となり、結果として $[-\overline{uv}]_y$ が減少すると考えられる。この減少傾向はR3グループが最も大きくなった。

4. 乱れの普遍分布特性

図-5は粗度間平均された流れ方向と鉛直方向の乱れ強度を上述のレイノルズ応力より求めた摩擦速度で無次元化された鉛直分布を3つのグループ別に示したものである。図中の曲線は Nezu & Rodi⁹⁾による滑面開水路流の普遍分布式であり、全体的傾向としてはこれによく一致しているといえる。したがって乱れの代表スケールである摩擦速度が適切に評価されれば、乱れの構造は滑面の場合と同一になるといえる。このことは内層の乱れの発生機構の如何に関わらず外層への乱れの輸送機構は変化が無いことを示している。 u'/U_{*0} は $-\overline{uv}$ と同様に粗度高さより少し上の所でこの普遍分布式より小さな値をとることがわかる。この傾向はR1、R2、R3の順に顕著になっている。この u' の粗度近傍での減少は一樣な砂粒粗度においても橋津によって確認されている。これは乱れエネルギーの発生項 $-\overline{uv} \partial U / \partial y$ の値が移流項や加速度項の影響によって減少したことが一因と考えられる。一方、 v'/U_{*0} は特に $L/k=2$ のときに普遍分布式よりかなり上方にずれる傾向にあり、これは水面近くまで及び乱れが等方向化に近づくことを示している。この傾向はR3グループが最も強く、レイノルズ数がある程度以下になると乱れの構造に若干の変化があることを示唆するものと思われる。

5. 平均流速分布特性と抵抗則

1 粗度区間の U の挙動を見ると $L/k=16$ では $y/k \leq 4$ で、 $L/k=8$ では $y/k \leq 2$ で減速と加速を繰り返すが、これ以上の高さおよび $L/k \leq 4$ ではほとんど流下方向に変化なかった。対数則に適合させる場合、仮想の底面の実底面からの高さ Δy を決定する必要がある。 $L/k \geq 8$ では先述のように底面付近で流下方向の変化が大きいので底面近傍でフィットさせることは困難である。しかし、本実験のように相対水深 h/k が比較的大きい場合は実際の底面または幾何的排除厚 c にとれば、外層の分布は対数則に従うことがわかった。 $L/k \leq 4$ では、底面近傍の U の分布が対数則に一致するように容易に仮想底面の位置を決定できた。この結果を示したのが図-6である。 $L/k=2$ では3ケースとも $\Delta y/k=0.8$ 程度となり、 $L/k \geq 8$ では Δy は c に一致するが、 $L/k=4$ では $\Delta y/k=0.3 \sim 0.7$ とケースによって異なる。このことは粗度要素による剥離渦の影響が $L/k=4$ 付近ではレイノルズ数や相対水深等によって微妙に変化する臨界領域にある

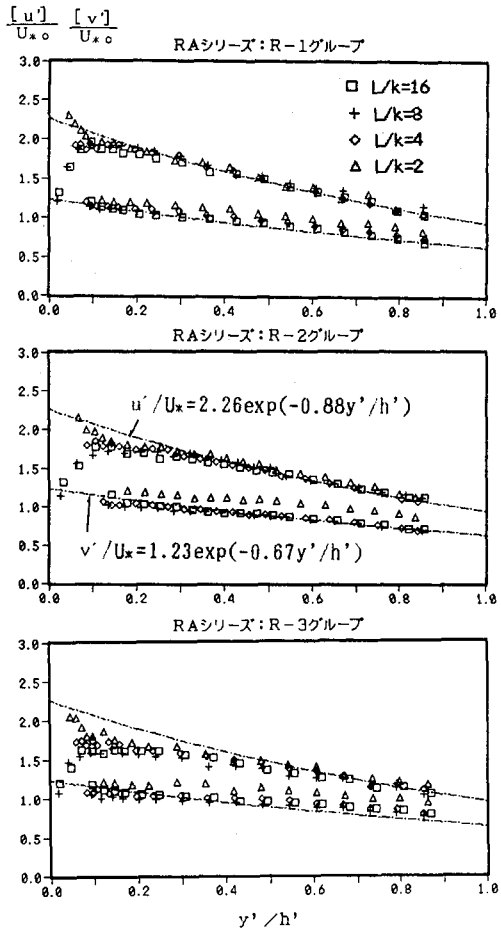


図-5 乱れ強度の普遍分布

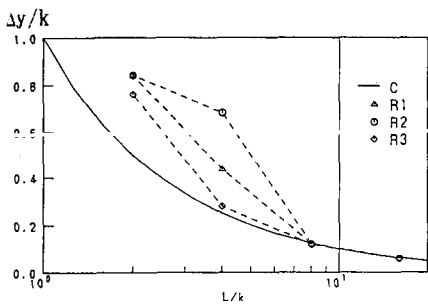


図-6 対数則の仮想底面高さ

ものと考えられる。図-7は上述の仮想底面高さの補正を行ったR1グループの主流速の粗度間平均値による対数則分布を示したものである。この摩擦速度はレイノルズ応力分布から得られたものを用いている。いずれの分布も良好に直線分布しており分布の傾きは一定で、カルマン定数が変化せず、積分定数が変化していることを示している。円形積粗度の時に顕著であった $L/k \leq 4$ での水面近くでのwake現象は今回はあまり顕著でなかった。これより粗面における対数則は次のように記述できる。

$$\frac{U}{U_x} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{U_x(y-\Delta y)}{\nu} + As - \frac{\Delta U}{U_x} \quad (6)$$

ここに、カルマン定数 $\kappa=0.41$ 、滑面の積分定数 $As=5.29$ とする。 $\Delta U/U_x$ は粗度関数と呼ばれるもので滑面の対数則からの速度の欠損を表すものである。この粗度関数の L/k に対する変化を示したのが図-8である。R3グループの値が若干大きい、ほぼ L/k に対して一定と考えられ、 $L/k=8$ の時に最大となる。図中の曲線はこれを近似したもので次式で表される。

$$\Delta U/U_x = -3.2 \{ \ln(L/k) \}^2 + 14.1 \ln(L/k) \quad (7)$$

また、式(6)から摩擦損失係数 $f = 8 (U_x/U_m)^2$ が次のように表される。

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 0.863 \ln(1.142 Re \sqrt{f}) - \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\Delta U}{U_x} \quad (8)$$

この f のレイノルズ数に対する分布を式(8)とともに図-9に示す。 f は粗度関数 $\Delta U/U_x$ と同様な L/k に対する変化を示すが、本実験の範囲ではレイノルズ数の影響も受けていることがわかる。 $L/k=8$ のとき f が最大値を示すが、これは L/k が6から10の間で最大抵抗を示すという足立やKnightらの結果とほぼ一致する。しかし、その値は本実験結果の方がかなり大きく、これは今回の結果があくまで水路中央における値を用いていることやレイノルズ数の違いが原因と考えられる。

6. 粗度間隔の乱れへの影響に関する考察

図-10に粗度要素を1本だけ設置した $L/k=\infty$ のケースにおける乱れ強度 u' の流下方向変化を示す。値は平均主流速 U_m で無次元化している。粗度高さ以下では粗度の直後で最

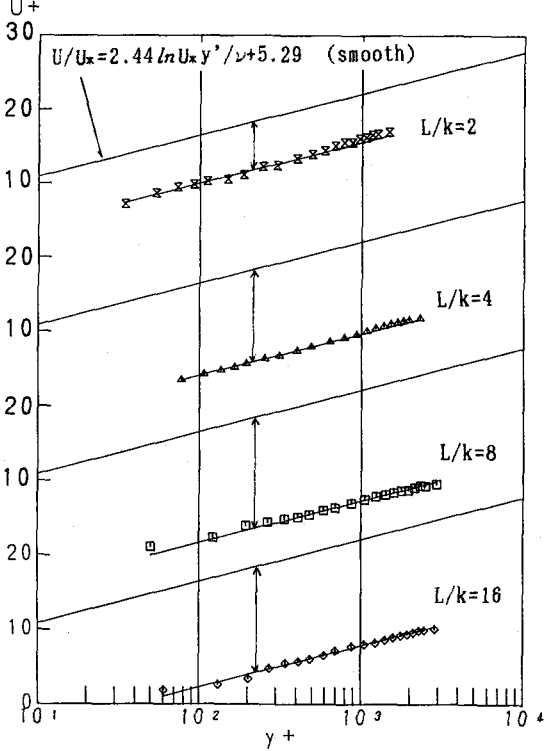


図-7 対数則分布 (R1シリーズ)

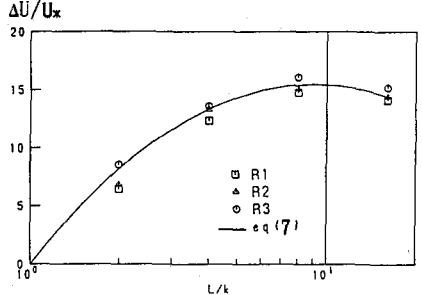


図-8 粗度関数の相対粗度間隔に対する変化

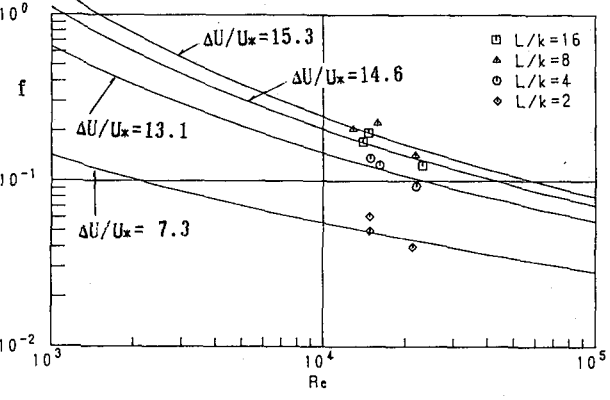


図-9 抵抗係数

大値をとり、流下するにしたがってゆっくり減少する。粗度高さより少し上の領域 ($1 \leq y/k \leq 2$) では $x/k=4 \sim 8$ 付近で最大となる。また、 $y/k=2.8$ では $x/k=16$ 付近から、 $y/k=4$ では $x/k=30$ 付近から乱れが増大していることがわかる。これ以上の高さでは本実験の範囲内 ($x/k \leq 40$) で乱れが増大はみられなかった。このような乱れの流下方向への発達過程と粗度間隔との関係が流れ全体の乱れおよび抵抗を決定づけるものと推測される。次に図-11は各ケースの粗度間平均の $[-\bar{u}v]/U_m^2$ (U_m は水深平均流速) の分布と、 $L/k=\infty$ の $x/k=8$ の鉛直分布を比較したものである。 $L/k=\infty$ の $y/h > 0.2$ の分布はほぼ滑面の分布に等しいとみなせる。平均流速に対する相対的なレイノルズ応力の大きさは、 $L/k=8$ のときに最も大きくなっている。注目されるのは乱れが最も大きくなる $L/k=8$ および $L/k=16$ の底面近傍の値が、粗度要素一個の剥離渦による乱れ強さの最大値とほぼ等しい点である。すなわちこのような粗度間隔の時に粗度要素による剥離渦が十分発達し、減衰することなしに乱れエネルギーが外層へ供給されと考えられる。これ以下では剥離渦が十分発達せず、これ以上になると剥離渦が減衰領域が含まれるため全体の乱れは小さくなるものと推測される。

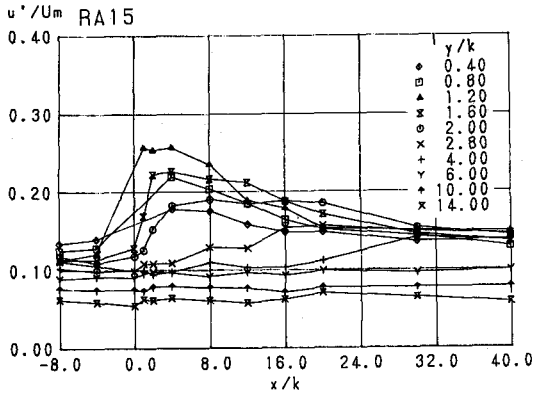


図-10 乱れ強度の流下方向変化 ($L/k=\infty$)

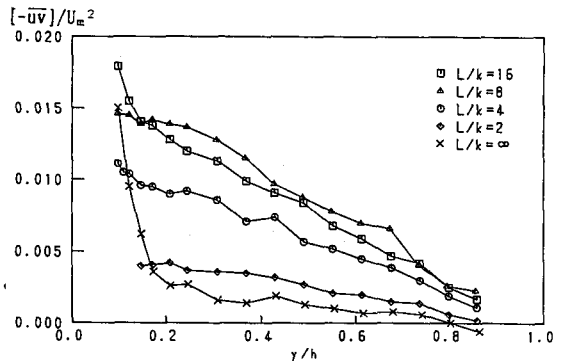


図-11 $[-\bar{u}v]/U_m^2$ の分布の L/k による比較

7. あとがき

槽型粗面流の乱流構造を検討し、外層のレイノルズ応力から摩擦速度が良好に評価され、乱れ強度は外層で滑面と同様の普遍分布をすること事が確認された。また、流下方向の乱れ強度は底面付近で滑面のものより減少する傾向にあった。平均流速は外層で対数則に従い、粗度関数によって滑面からの流速の減少が表現された。これは $L/k=8$ の時に最大となり、抵抗係数も粗度関数により記述された。また、粗度の剥離渦の発達過程と粗度間隔との関係を考察した。今後は、数値シミュレーションによってこのような槽粗度上の乱流構造を検討したいと考える。

<参考文献>

- 1) 橋津家久、京都大学学位論文、1977
- 2) 足立、京大防災研究所年報、第4号、pp.2-20、1964.
- 3) Knight, D.W. & Mackdonald, J.A.; ASCE, vol.105, HY-6, pp.675-690、1979.
- 4) Perry, A.E., Shofield, W.H. and Joubert, P.N.; J. Fluid Mech., vol.37-2, pp.383-413、1969.
- 5) Y. Furuya, M. Miyata and H. Fujita; J. Fluid Eng., ASME, No.76-FE-6, pp.635-644、1976.
- 6) 大阪、中村、影山; 日本機械学会論文集(B編)、50-458、1984 など.
- 7) Antonia, R.A. and Luxton, R.E.; J. Fluid Mech., vol.48-4, pp.721-761、1971.
- 8) Tominaga, A. and Nezu, I.; Proc. of 24th IAHR Congress, Madrid, pp.C43-C50、1991
- 9) Nezu, I. and Rodi, W.; J. Hydraulic Eng., ASCE, vol.112-5, pp.335-355、1986.