

滑面開水路流の内層に及ぼす非定常性の影響

EFFECTS OF UNSTEADINESS ON INNER-LAYER CHARACTERISTICS IN SMOOTH OPEN-CHANNEL FLOWS

鬼束幸樹¹・瀬津家久²
Kouki ONITSUKA and Iehisa NEZU

¹正会員 博(工) 京都大学大学院助手 環境地球工学専攻(〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²正会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻

The inner layer and outer layer of unsteady smooth open channel flows were measured by making use of a two-component laser Doppler anemometer(LDA) under the condition that the unsteadiness parameter is very high. In such a situation the von Karman constant decreases in the rising stage and decreases in the falling stage. The friction velocity evaluated from the log law does not coincide with that evaluated from the linear formula in the viscous sublayer with an increase of the unsteadiness. In contrast, the characteristics of normalized turbulence are not affected by the unsteadiness so much; the van Driest's damping factor of the turbulence intensity of the streamwise is almost constant against the normalized time. The third-order moments of the turbulence agree well with those of the steady uniform flow.

Key Words : *unsteadiness, viscous sublayer, turbulence, Reynolds stress, van Driest damping factor*

1. はじめに

日本のみならず, 世界の人口のほとんどは河川周辺に集中している。ひとたび河川で氾濫が起きると, 河川周辺の住民に深刻な被害をもたらす。そのため, 出水の原因となる洪水の特性を解明することは, 古来より重要視されてきた。

非定常流の本格的な研究は, Kleitz-Seddonのkinematic waveモデルに始まり, その後, Hayami¹⁾のdiffusion analogyモデルやdynamic wave理論などが提案され, かなりの程度の洪水挙動が把握可能となった。しかし, これらの研究は一次元解析であるため, 内部構造までは解明できなかった。そこで, 林・大島²⁾はHot-film流速計を用いた室内実験を行った。その結果, 同一水深において増水期の方が減水期よりも乱れが強くなることを示し, 洪水流の内部構造が定常流の構造とは異なることを明らかにした。これ以降, 非定常流の内部構造を解明するために多くの研究者が乱流計測を行ってきた。

まず, 乱れ構造に関する研究として, 長谷川³⁾による現地計測が挙げられる。長谷川は石狩川における洪水流を実測することによって, 同一水深においては増水期の方が減水期よりも浮遊砂濃度が高いことを示した。この理由として長谷川は, 増水期における乱れ強さの増加を挙げており, 林・大島²⁾の結果を

裏付けるものとなった。このように乱れ強さの絶対値は洪水中に変化するが, 中川ら⁴⁾や瀬津ら⁵⁾は, 乱れ強さを摩擦速度で無次元化すると, 定常開水路等流で成立する瀬津⁶⁾の乱れ強度の普遍関数とほぼ一致することを示した。しかし, 乱れの高次モーメントが等流のものとは一致するか否かは, 未だ明らかにされていない。

平均流構造に関しても多くの研究がなされている。富永ら⁷⁾はピトー管を用いて, 村上ら⁸⁾はHot-film流速計を用いて主流速分布がlog-wake則で表現できることを明らかにした。また, 瀬津ら⁵⁾は高精度なレーザ流速計を用いてwake 関数に含まれるwake strength parameter Π が水深のピーク時よりも早い時間に発生すること, 非定常性の強弱に関わらず Π の最大値は約0.35程度をとることなどを示した。しかし, これらの研究において, 流速の無次元化に用いる摩擦速度は, Karman定数を定常等流の値⁹⁾(≈ 0.41)と仮定したlog則から算出したものを用いているが, そもそもKarman定数が非定常性を受けるか否かが長い間不明であった。Nezu *et al.*¹⁰⁾は水深が線形的に増加する単調増水および水深が線形的に減少する単調減水において, それぞれ1ケース流れをレーザ流速計によって計測し, Karman定数が単調増水では若干減少し, 単調減水では若干増加することを明らかにした。また, Nezu *et al.*¹¹⁾は増水に続いて減水が生じる三角

表-1 水理条件

Case Name	$\alpha \times 10^{-3}$	T_d (s)	h_b (cm)	h_p (cm)	Q_b (ℓ/s)	Q_p (ℓ/s)	U_{mb} (cm/s)	U_{mp} (cm/s)	R_{*b}	R_{*p}	$R_{*b} \times 10^3$	$R_{*p} \times 10^4$
U3	3.01	60	6.0	7.5	0.8	4.0	3.33	13.3	154	494	2.24	1.12
U2	1.86	120		7.8				12.8	156	587	2.32	1.16
S3	2.94	60	7.2	8.5	1.2	3.6	4.17	10.6	216	434	3.00	0.90

波においても, Karman定数が等流のものより若干変化することを明らかにした. しかし, これらの研究はそれぞれ1ケースのみで計測されており, 非定常性を系統的に変化させたものではない.

本研究は, 三角波の洪水流において系統的に非定常性を変化させ, 非定常流内層の平均流構造及び乱れ構造に及ぼす非定常効果を解明したものである.

2. 理論的考察

水路床に沿って流下方向に x 軸を, x 軸に直角上向きを y 軸と定義し, x 軸および y 軸方向それぞれの時間平均流速を U および V とし, 乱れ強さを u' および v' とする. 完全に発達した2次元開水路流のせん断応力 τ の分布は, x 軸方向の運動方程式を変形することで次式のように示される.

$$\frac{\tau}{\rho U_*^2} = \frac{-\overline{uv}}{U_*^2} + \frac{dU^+}{dy^+} = 1 - \frac{y^+}{R_*} \quad (1)$$

ここに, ρ は密度, U_* は摩擦速度, $-\overline{uv}$ は Reynolds 応力, $U^+ = U/U_*$ は無次元平均流速, $y^+ = yU_*/\nu$ は無次元座標, ν は動粘性係数, $R_* = hU_*/\nu$ は Reynolds 数, h は水深である. さて, 式(1)における Reynolds 応力を Prandtl の混合距離モデルを用いて消去すると,

$$\frac{dU^+}{dy^+} = \frac{2(1-\xi)}{1 + \sqrt{1 + 4\ell^{+2}(1-\xi)}} \quad (2)$$

となる. ここに, $\xi = y/h$, ℓ^+ は次式で示される.

$$\ell^+ = \kappa y^+ \Gamma \quad (3)$$

$$\Gamma = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{B}\right) \quad (4)$$

Γ は van Driest のダンピング関数で, B はダンピング係数である. 等流の場合は, $B=26$ となることが Nezu & Rodi⁹⁾ によって示されている.

粘性底層 ($0 < y^+ \leq 5$) では, $dU^+/dy^+ \gg -\overline{uv}/U_*^2$ かつ, $\xi \ll 1$ となるので, 式(2)は次式に積分できる.

$$U^+ = y^+ \quad (5)$$

一方, バッファ層を越えると, $-\overline{uv}/U_*^2 \gg dU^+/dy^+$ かつ, $\xi \ll 1$ となるので, 式(2)は次式に積分される.

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + A \quad (6)$$

等流においては, Reynolds数およびFroude数に関わらず, $\kappa=0.41$ $A=5.3$ の普遍定数を示すことが Nezu & Rodi⁹⁾ によって明らかにされた. $R_* > 500$ の開水路等

流における流速分布は, 水面付近でlog則からずれを生じるためlog-wake則が用いられるが, $R_* < 500$ では全水深にわたり式(6)でほぼ表現できる⁹⁾.

底面付近の x 軸方向の乱れ強度分布は以下のようになる.

$$\frac{u'}{U_*} = D_u \exp\left(-\lambda_u \frac{y^+}{R_*}\right) \Gamma + Cy^+(1-\Gamma) \quad (7)$$

ここに, $D_u=2.26$, $\lambda_u=0.88$ である. 等流では, 式(4)の B を乱れに適用したダンピング係数 B_{ut} は10をとり, C は0.3をとる⁹⁾. さらに, 粘性底層では, 右辺第1項よりも, 右辺第2項の方が支配項となり,

$$\frac{u'}{U_*} = Cy^+ \quad (8)$$

で示される.

3. 実験装置および実験方法

実験に用いた水路は, 長さ10m, 幅40cm, 高さ50cm の可変勾配水路である. 流量制御は電磁流量計とインバータ・モータの回転数を同期・制御することによって行った. 瞬間流速の測定には4ビーム後方散乱型ファイバーレーザー流速計を用い, 水深の測定には容量式波高計を用いた.

非定常流の流量変化は増水期につづいて連続的に減水期が生じる三角波とした. 実験条件を表-1に示す. ここに, T_d はベース水深からピーク水深まで変化する時間, Q は流量, $Fr = U_m/\sqrt{gh}$ はFroude数,

$Re = U_m h/\nu$ はReynolds数, U_m は断面平均流速, g は重力加速度であり, 添字 b はベース時における諸量で, 添字 p は水深ピーク時における諸量である.

流速測定断面は, 水路の上端から約8mの位置とし, 測定点は底面から0.1mmの位置よりベースフロー水深 h_b 付近までの59点とした. また, 水深の測定は流速測定断面よりもさらに10cm下流側で行った. なお, 非定常パラメータ α は次式で定義される¹⁰⁾.

$$\alpha = \frac{2}{U_{mb} + U_{mp}} \frac{h_p - h_b}{T_d} \quad (9)$$

実河川では α は 10^{-4} 以下のオーダーをとることが知られているが, より強い非定常性を網羅するために本研究はそれよりも大きな α を採用した.

洪水流のような非定常な流れにおいて, 平均量と乱れ量を分離する代表的方法には (a)集合平均法, (b)移動平均法, (c)周波数領域法などがあるが¹⁰⁾, 本研究においては平均量と乱れ量の分離に, (c)周波数領域法を用いた.

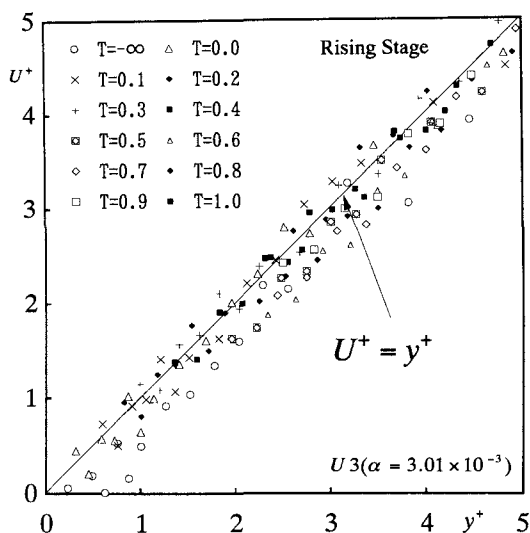


図-1(a) 粘性底層における主流速分布（増水期）

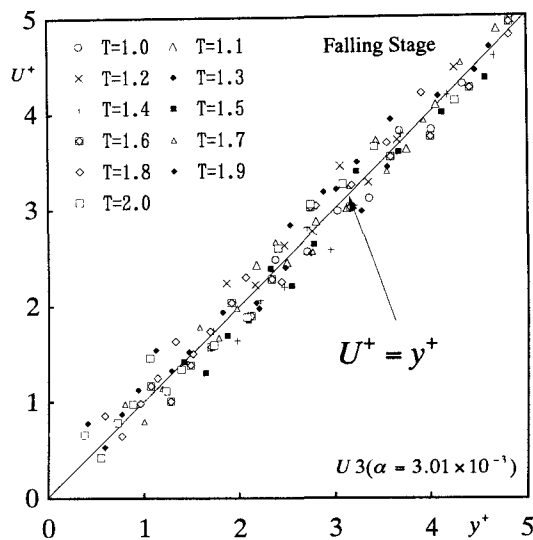


図-1(b) 粘性底層における主流速分布（減水期）

4. 実験結果および考察

(1) von Karman定数

log則(6)におけるKarman定数 κ を評価するためには、摩擦速度を厳密に評価する必要がある。本研究では後方散乱型レーザー流速計を駆使し、粘性底層($0 < y^+ \leq 5$)における乱流計測に成功した。図-1に粘性底層における主流速分布を示す。ただし、 $T = t/T_d$ として表記し、洪水の発生する以前の表記は $-\infty$ とした。なお、摩擦速度の算出は、式(5)を用いた最小自乗法によって行った。同図より、粘性底層における主流速分布が良好に式(5)に従っていることが観察され、本実験精度が高いことおよび正確な摩擦速度が算出できていることが窺われる。

次に、式(5)より算出した摩擦速度 $U_{\tau 1}$ を用いて、式(6)より $30 < y^+ \leq 0.2R_*$ においてKarman定数 κ を算出した。図-2にKarman定数の時間変化を示す。また、同図には、Nezu *et al.*¹⁰⁾の行った単調増水における結果および単調減水における結果も示している。ただし、単調減水の結果は $T=1.0$ を始点として表記した。増水開始前の $T=0$ においては、低Reynolds数のために対数則領域の範囲が小さく、最小自乗法に使用するデータ数の減少のために、多少結果がばらついているが、増水期においては増水開始直後に一度増加した後、緩やかに減少している。また、減水期においては、徐々に増加し、定常流の値よりも一旦増加した後再び定常流の値に漸近する。Nezu *et al.*¹⁰⁾による結果では、単調増水ではKarman定数は減少し、単調減水では増加することを示しており、本研究結果は彼らの結果と定性的に一致する。また、このようなKarman定数の変化の振幅は非定常性が強くなるほど顕著となっていることが分かる。

(2) 積分定数

粘性底層の流速分布から式(5)を用いて摩擦速度 $U_{\tau 1}$ を算出すると、log則(6)より積分定数 A_1 を算出す

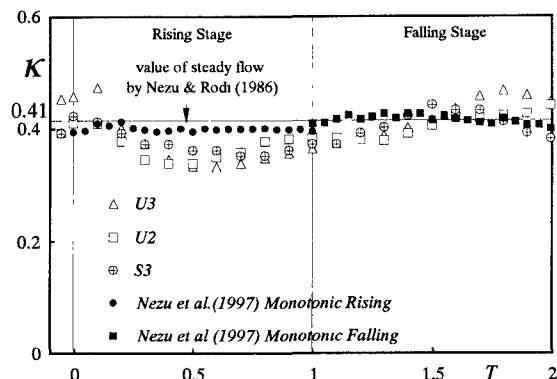


図-2 Karman定数の変化

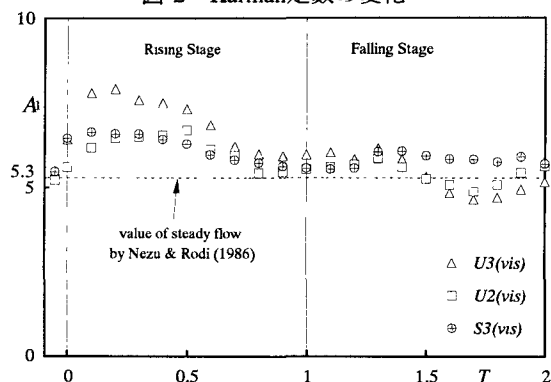


図-3 粘性底層の摩擦速度から算出した積分定数 A_1

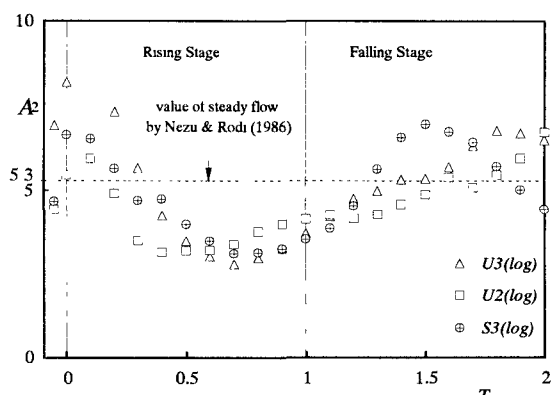


図-4 log則の摩擦速度から算出した積分定数 A_2

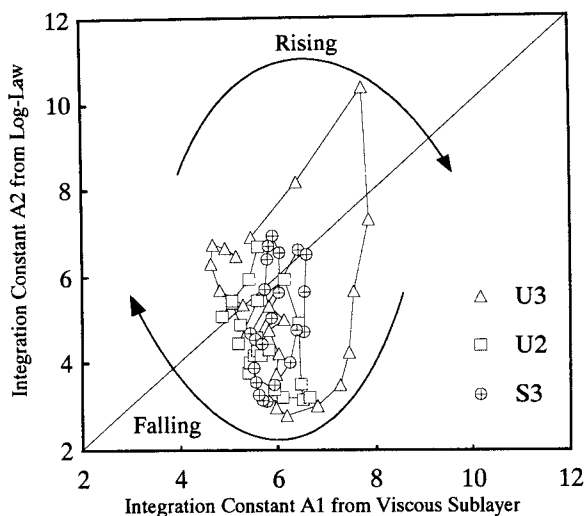


図-5 積分定数 A_1 と積分定数 A_2 との関係

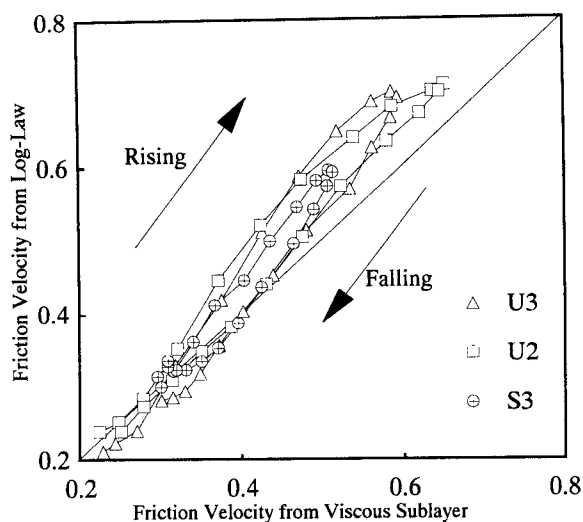


図-6 粘性底層からの U_{*1} と log 則からの U_{*2}

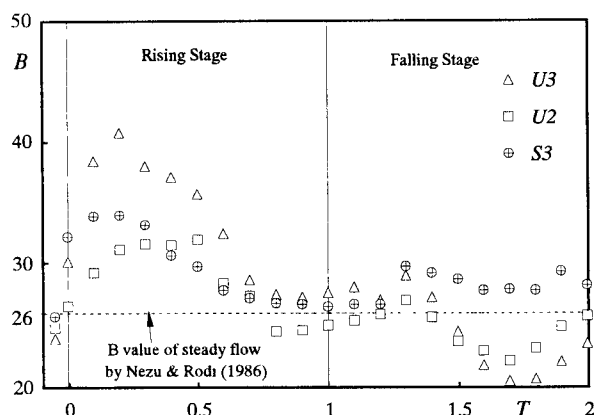


図-7 van Driest のダンピング係数 B の変化

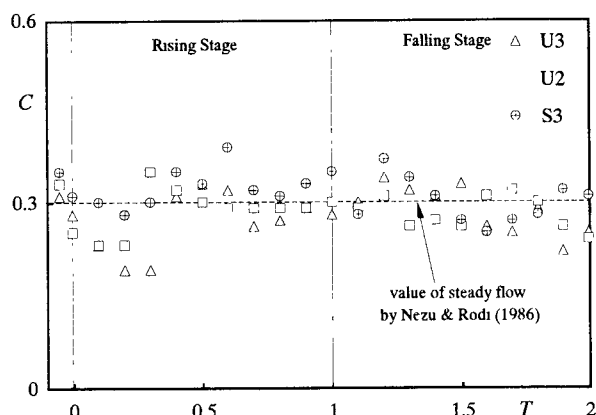


図-8 u'/U_{*1} の勾配 C の時間変化

ることができる。図-3に積分定数 A_1 の時間変化を示す。積分定数 A_1 は増水期で増加し、増水期の途中から減少し始め、減水期では多少の変動を示しながら、定常流での値(=5.3)に漸近する。

従来の積分定数は、log 則(6)において Karman 定数 κ を定常流での値(=0.41)に等しいと仮定して評価してきた。従来の知見と比較するために、この方法を用いて算出した積分定数 A_2 の時間変化を図-4に示す。積分定数 A_2 は増水期に入ると一旦増加した後、徐々に減少する。そして、水深のピーク時以前より再び増加する。さらに、減水終了より前から再び減少するといった非常に複雑な挙動を示す。これは、Nezu *et al.*¹⁰⁾の結果と一致する。しかし、積分定数 A_2 は積分定数 A_1 とかなり異なる挙動を示していることが分かる。そこで、積分定数 A_1 と積分定数 A_2 との関係を図-5に示す。両者の関係を示すプロットが時計回りに挙動していることが分かる。また、このループは非定常性が強くなるほど大きなループとなることが観察される。

(3) 摩擦速度

粘性底層の流速分布式(5)から算出された摩擦速度

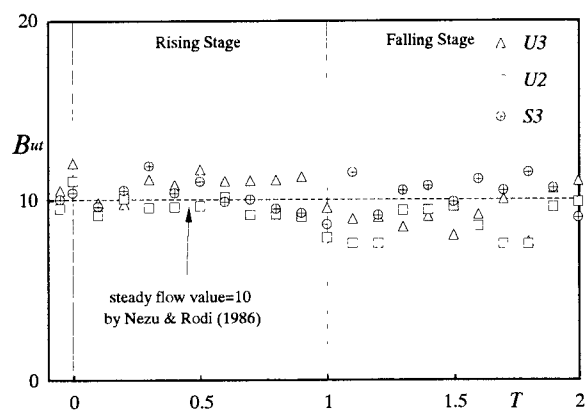


図-9 van Driest のダンピング係数 B_{ut} の時間変化

U_{*1} と log 則(6)から算出された U_{*2} の関係を図-6に示す。増水期においては U_{*1} と比較し、徐々に U_{*2} が大きな値を示すことが観察される。一方、減水期においては若干両者の差は小さくなるものの、依然として U_{*2} が大きな値を示し、増水期および減水期全体としてはループ形状を示すことが分かる。また、 U_{*2} の U_{*1} からのずれは、非定常性の増加に伴って顕著となっている。ただし、本研究における最も小さな $\alpha=1.86$

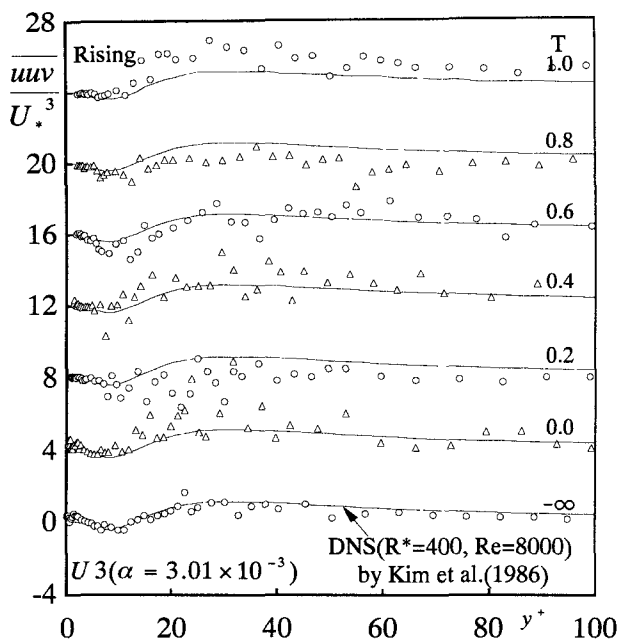


図-10(a) 乱れの3次モーメント $\overline{uuv}/U_*^3$ (増水期)

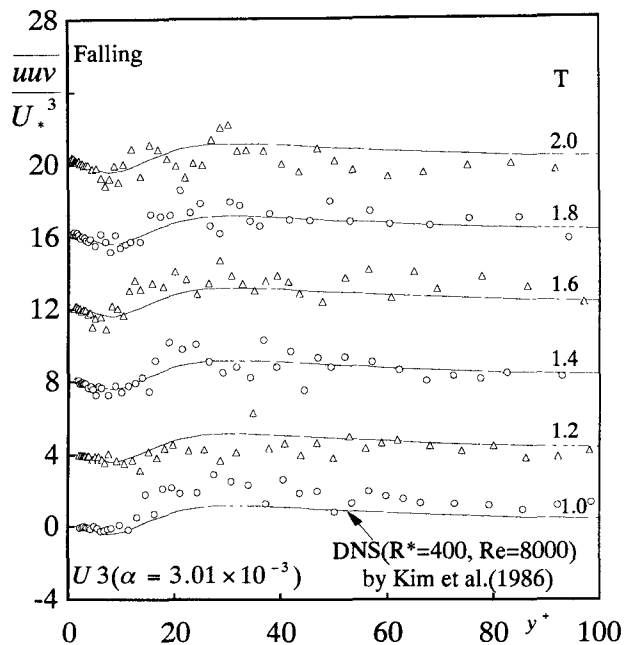


図-10(b) 乱れの3次モーメント $\overline{uuv}/U_*^3$ (減水期)

$\times 10^{-3}$ に着目すると、水深ピーク時において U_{*2} の U_{*1} からの偏差は8%であり、実河川のような非定常性の弱い場合は、両者はほぼ一致すると考えられるが、これについては今後検証する必要がある。

(4) van Driestのダンピング係数

式(2)~(4)よりダンピング係数 B を算出することができる。図-7にダンピング係数 B の時間変化を示す。増水前は定常流における値(=26)とほぼ一致しているが、増水が開始すると増加する。その後、増水期の途中から今度は減少し始め、減水期においては多少の減少傾向を示しながら再び定常流における値へと漸近する。

(5) 乱れ強度

図-8に式(8)より算出した流下方向乱れ強度分布 u'/U_{*1} の勾配 C の時間変化を示す。多少のばらつきがあるものの、非定常時間に対する系統的な挙動は認められず、Nezu & Rodi⁹⁾の示した定常等流における値(=0.3)とほぼ一致する。

図-9に式(7)より算出した流下方向乱れ強度分布 u'/U_{*1} に関するvan Driestのダンピング係数 B_w の時間変化を示す。洪水中は多少ばらついているが、ほぼ定常流における値(=10)と一致している。

(6) 乱れの3次モーメント

Reynolds応力 ($-\overline{uv}$) などの乱れの2次モーメントが非定常性の影響をほとんど受けないことは富永⁷⁾、中川⁴⁾およびNezu et al.¹⁰⁾などによって指摘されている。しかし、3次以上の高次モーメントが非定常性を受けるか否かに関してはほとんど解明されていない。3次モーメントはbursting現象と密接に関わ

っており、これを解明することでburstingの特性を明らかにすることができる¹²⁾。また、3次モーメントの内、 $\overline{uuv}$ および $\overline{vvv}$ は以下のように乱流拡散項を構成するため、特にその解明が望まれている。

$$0 = -\overline{uv} \frac{dU}{dy} - \frac{d}{dy} \left\{ v \left(k + \frac{p}{\rho} \right) \right\} - v \frac{d^2 k}{dy^2} - \varepsilon \quad (10)$$

$$k = \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \quad (11)$$

図-10に摩擦速度で無次元化された乱れの3次モーメント $\overline{uuv}$ の分布の一例(ケースU3)を示す。なお、図中の実線はKim et al.¹³⁾によって行われた $R^*=400$, $Re=8000$ における定常閉管路のDNS(Direct Numerical Simulation)の結果である。増水開始前の分布はほぼDNSの結果と一致しており、本実験の3次モーメントの結果がかなり高精度であることを示している。増水が開始すると幾分ばらつくものの、DNSからの系統的なずれは認められず、ほぼ定常流のものと同様であるといえる。

図-11に摩擦速度で無次元化された乱れの3次モーメント $\overline{vvv}$ の分布の一例(ケースU3)を示す。図中の実線はKim et al.¹³⁾による定常閉管路のDNSの結果である。 $\overline{uuv}$ の分布と同様に、洪水発生前の実測値がDNSの結果と良好に一致していることが分かる。洪水時においては、 $\overline{uuv}$ の場合と同様にややばらつきがあるものの、DNSの結果と系統的な差は認められない。以上の結果は他のケースについても同様であった。つまり、少なくとも $\alpha < 3.01 \times 10^{-3}$ においては、乱れの2次相関だけでなく、3次相関も摩擦速度で無次元化すると非定常性の影響を受けず、これらの値は摩擦速度のみに依存するといえる。

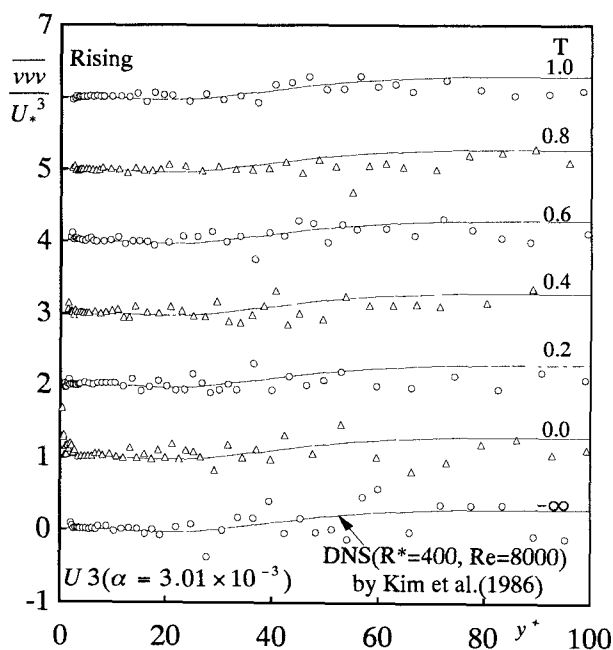


図-11(a) 乱れの3次モーメント $\overline{v^3}/U_*^3$ (増水期)

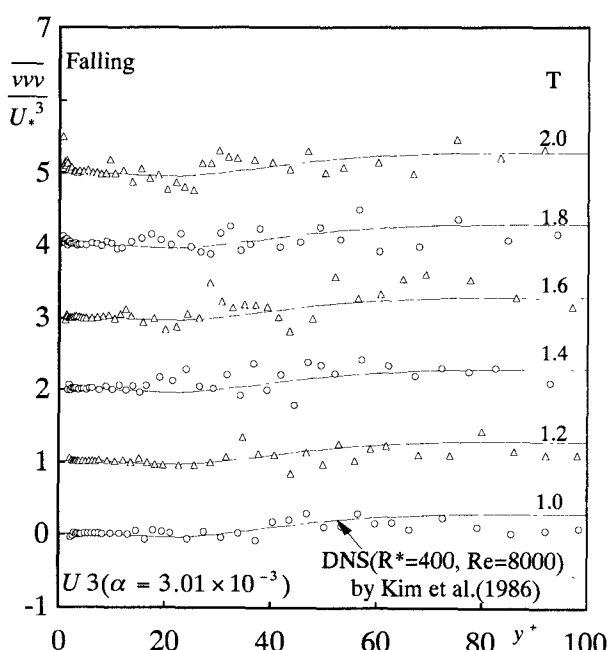


図-11(b) 乱れの3次モーメント $\overline{v^3}/U_*^3$ (減水期)

5. おわりに

非定常開水路流の内層をレーザ流速計で詳細に測定した結果、以下のような結論が得られた。

- (1) Karman定数は増水期において微増した後に減少し、減水期において徐々に増加するが一旦定常流の値よりも大きな値をもち、最終的に定常流の値に漸近する。また、こうした挙動は非定常性の増加に伴い顕著となる。従来、実河川においては増水期で浮遊砂濃度が高くなることが観測されている。これは、増水期でboilあるいはbursting現象が顕著となることを示唆しており、今後、boilおよびbursting現象とKarman定数との関係を解明する必要がある。
- (2) 粘性底層の主流速分布から算出した摩擦速度とlog則から算出した摩擦速度は若干異なる値を示すが、非定常性が小さい場合はほぼ一致する。
- (3) 少なくとも $\alpha < 4.64 \times 10^{-3}$ においては、乱れ強度分布の van Driest のダンピング係数 B_w および乱れ強度分布の勾配 C は非定常性の影響を受けず、ほぼそれぞれ等流における値 $B_w = 26$, $C = 10$ を示す。
- (4) 摩擦速度で無次元化された乱れの3次モーメントは非定常性の影響を受けず、ほぼ定常流の分布と一致する。

謝辞：本研究を行うに当たり、(財)住友財団より補助を受けた。ここに謝意を表する。

参考文献

- 1) Hayami, S.: On the propagation of flood waves, *Disaster Prevention Res. Inst., Univ. of Kyoto. Bulletin*, No.1, 1951.
- 2) 林泰造, 大島正憲: Kinematic Wave としての非定常性が水流の乱れ構造に及ぼす影響の研究, 第32回水理講演会論文集, pp.607-612, 1988.

- 3) 長谷川和義: 石狩川における流速と浮遊砂濃度の同時計測, 科研費報告書(代表: 芦田和男), pp.484-485, 1989.
- 4) 中川博次, 村上正吾, 長谷川昌明: 非定常な流れ場における土砂輸送理論の体系化に関する研究, 科研成果報告書(代表研究者: 中川博次), pp.17-36, 1993.
- 5) 瀬津家久, 門田章宏, 中川博次: 非定常開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.491/II-27, pp.81-88, 1994.
- 6) 瀬津家久: 開水路の乱流構造に関する基礎的研究, 京都大学博士論文, 1977.
- 7) 富永晃宏, 小葉竹重機, 山形勝弘: 非定常開水路流の乱流特性, 土木学会第43回年次学術講演会概要集, pp.382-383, 1988.
- 8) 村上正吾, 中川博次, 大谷英夫: 洪水流の流れの構造に関する実験的研究, 土木学会第43回年次学術講演会概要集, pp.390-391, 1990.
- 9) Nezu, I. and Rodi, W.: Open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol.112, No.5, May, pp.335-355, 1986.
- 10) Nezu, I., Kadota, A. and Nakagawa, H.: Turbulent structure in unsteady depth-varying open-channel flows, *J. Hydr. Engineering*, ASCE, Vol.123, No.9, pp.752-763, 1997.
- 11) Nezu, I., Onitsuka, K. and Yamamoto, Y.: Inner-layer characteristics in unsteady open channel flows over smooth bed, *The 11th Congress of APD of the Int. Association for Hydraulic Research*, Indonesia, pp.517-526, 1998.
- 12) Nakagawa, H. and Nezu, I.: Prediction of the contributions to the Reynolds stress from the bursting events in open-channel flows, *J. Fluid Mech.*, vol.80, pp.99-128, 1977.
- 13) Kim, J., Moin, P. and Moser, R.: Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, vol.177, pp.133-166, 1987.

(1998.9.30受付)