

# 強い非定常性を受ける開水路乱流の平均流特性

橋津家久<sup>1</sup>・鬼束幸樹<sup>2</sup>

<sup>1</sup>フェロー会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

<sup>2</sup>正会員 博(工) 京都大学大学院助手 環境地球工学専攻(同上)

非定常性を大幅に変化させた開水路乱流場をレーザー流速計で計測すると共に、3台の超音波波高計を用いて水面変化を同時計測した。その結果、非定常パラメータ  $\alpha$  が  $2.0 \times 10^{-3}$  以下の場合にはカルマン定数を0.41の普遍値と見なせることがわかった。運動量式における各項のオーダー比較をした結果、加速度項および圧力項が支配的で、重力項の変化は前者に比べて2次的であることがわかった。圧力項は増水期では底面せん断応力を増加させる効果があり、減水期ではその逆の効果があること、加速度項は圧力項とキャンセルする傾向があることが認められた。また、加速度項が負から正に転じる時刻が非定常性の増加に伴い早まり、そのため、底面せん断応力のピーク時刻が非定常性の増加に伴い早まることが明らかにされた。

**Key Words :** unsteadiness, open-channel flow, velocity distributions, Karman constant, LDA

## 1. 緒論

開水路の非定常流れの研究は、洪水災害の水理メカニズムを解明する基礎的見地として古くから精力的に行われてきた<sup>1)</sup>。代表的なものに、キネマティックウェーブ理論、拡散型洪水波理論およびダイナミックウェーブ理論などがあるが、このような1次元水理解析では流れの内部構造を知ることは困難であろう。そこで、林・大島<sup>2)</sup>は循環式水路において、流量調節バルブをサーボ駆動装置によって操作することで、増水に続き減水が生じる三角波を発生させ、ホットフィルム流速計を用いて乱流計測を行った。その結果、増水期と減水期とは、同一水深の場合、前者の方が乱れ強度やレイノルズ応力が大きいことを明らかにした。ただし、林・大島<sup>2)</sup>の実験では鉛直方向の計測点数は、ベース水深(増水が開始する以前の定常時の水深)の半水深位置での1点のみの計測であった。富永<sup>3)</sup>はピトー管およびホットフィルム流速計を用いて、村上<sup>4)</sup>はプロベラ流速計およびホットフィルム流速計を用いて非定常開水路流の流速分布および乱れ諸量の鉛直分布を計測し、同一水深では減水期より増水期の方が乱れ諸量が大きいものの、摩擦速度で無次元化すると、等流の分布とほぼ一致することを指摘した。Nezu & Nakagawa<sup>5)</sup>は前方散乱型レーザー流速計を用いて非定常開水路流を高精度に計測し、水深増加量と乱れ諸量との関係にループ特性があり、非定常性が強くなるほどループの面積が大きくなることを示した。

その後、Nezu & Nakagawa<sup>6)</sup>およびNezu *et al.*<sup>7)</sup>は水深増加領域(ベース水深とピーク水深との間の領域)の水面近傍では、逆に増水期よりも減水期の方が乱れ強度が大きくなる可能性を示し、乱流構造の複雑さを指摘した。

流速分布に関しても多くの研究がなされた。Nezu & Nakagawa<sup>6)</sup> およびNezu *et al.*<sup>7)</sup>はレーザー流速計で全水深領域を詳細に計測し、内層の流速分布は対数則で、一方、外層の流速分布は対数ウェイク則で表現できることを解明した。一方、Tu & Graf<sup>8)</sup>はプロベラ流速計を、Song & Graf<sup>9)</sup>は音響ドップラー流速計を使って非定常開水路乱流を計測し、対数ウェイク則のウェイクパラメータ  $\Pi$  が Clauser の圧力勾配パラメータの関数であると考え、両者の関係を定式化した。ところが、彼らの設定した流れでは、ピーク時においてアスペクト比(水路幅/水深)が2.2~2.8であり、2次流の影響を受けていたものと考えられる<sup>10)</sup>。側壁の影響を受けていない非定常開水路流のウェイクパラメータ  $\Pi$  の挙動は、Nezu & Nakagawa<sup>6)</sup>によって明らかにされた。すなわち、 $\Pi$  値は増水期では増加し、ピーク水深を迎える前に最大値をとり、その後減少する。このように、非定常開水路乱流の流速分布には対数則あるいは対数ウェイク則が適用されてきたが、上述の研究においては対数則を使用する上で摩擦速度を未知量とし、カルマン定数  $\kappa$  は普遍定数と仮定して定常等流のものを代用してきた。しかし、そもそもカルマン定数が非定常性の影響を受けるか否かは不明であった。その

ため、Nezu *et al.*<sup>7)</sup>は、水深が直線的に増加する単調増水およびそれが直線的に減少する単調減水の流れにおいて、前方散乱型3ビームレーザー流速計を駆使して粘性底層を計測し、摩擦速度を独立に計測した。そして、対数則の妥当性を実証するとともに、カルマン定数  $\kappa$  および積分定数  $A$  を算出した。その結果、水面上昇速度と移流速度との比で表される非定常パラメータ  $\alpha$  が  $3 \times 10^{-3}$  オーダーの流れではカルマン定数は若干変化するが、ほぼ  $\kappa = 0.41$  の普遍定数と見なしてよいと指摘した。その後、Nezu *et al.*<sup>11)</sup> および Onitsuka & Nezu<sup>12)</sup> は後方散乱型4ビームファイバーレーザー流速計で粘性底層を高精度に計測し、三角洪水波においてもカルマン定数が若干変化するを示した。最近、楠津・鬼束<sup>13)</sup> は非定常パラメータ  $\alpha$  を大幅に変化させて、カルマン定数の挙動を調べた。

本研究は、この研究をさらに発展させて、強い非定常性を受ける開水路乱流を高精度なレーザー流速計と3台の超音波波高計を用いて計測し、流速分布を中心に平均流特性について詳細に検討するものである。

## 2. 理論的考察

図-1 に示すように、流下方向に  $x$  軸を、 $x$  軸に直角上向きに  $y$  軸を、水路横断方向に  $z$  軸をとる。 $x$ 、 $y$  軸方向の瞬間流速をそれぞれ  $\tilde{u}(t)$ 、 $\tilde{v}(t)$ 、アンサンブル平均流速を  $U$ 、 $V$ 、変動成分を  $u$ 、 $v$  とする。側壁の影響を受けない2次元非定常開水路流の  $x$  方向の運動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial U^2}{\partial x} + \frac{\partial UV}{\partial y} = g \sin \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (1)$$

ここで、 $g$  は重力加速度、 $\sin \theta$  は水路床勾配、 $\rho$  は水の密度、 $p$  は平均圧力、 $\tau$  はせん断応力である。 $y$  方向の運動方程式に関しては、次式の静水圧近似を用いる。

$$P = \rho gh(1 - \xi) \cos \theta \quad (2)$$

ここで、 $\xi \equiv y/h$ 、 $h$  は水深である。Nezu & Nakagawa<sup>6)</sup> は式(1)の左辺第1項(加速度項)が左辺第2項、第3項(移流項)よりもオーダーが大きいことを指摘している。また、式(2)を  $x$  で偏微分し、式(1)に代入すると次式が得られる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} = g \sin \theta - g \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (3)$$

式(3)を  $y$  に関して底面( $y=0$ )から水面( $y=h$ )まで積分すると、次式が得られる。

$$\frac{\tau_b}{\rho} = gh \sin \theta - gh \frac{\partial h}{\partial x} \cos \theta - \int_0^h \frac{\partial U}{\partial t} dy \quad (4)$$

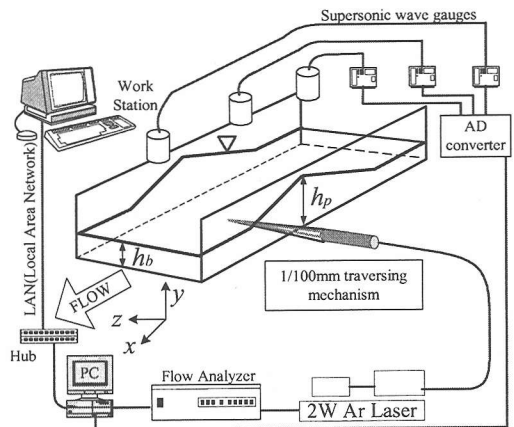


図-1 実験装置(非接触型計測機器)

ここに、 $\tau_b$  は底面せん断応力であり、摩擦速度  $U_*$  で表すと  $\tau_b = \rho U_*^2$  となる。また、式(4)の右辺第1項から第3項までそれぞれ、重力項、圧力項、加速度項とここではよび、この大小関係を実験的に解明する。

## 3. 実験装置および実験条件

実験に用いた水路は、長さ 10m、幅 40cm、高さ 50cm の可変勾配型直線水路である。電磁流量計とインバータ・モータの回転数を同期・制御することで流量を任意にコントロールできる<sup>6)</sup>。図-1 に示すようにカウンター型の4ビーム後方散乱型ファイバーレーザー流速計(LDA, DANTEC社製)を水路の側壁付近に設置し、水路流入口から約7m下流における水路中央断面で流速測定を行った。水深変化の測定には3台の超音波式波高計(KEYENCE社製)を用い、a)流速測定位置、b)流速測定位置より80cm上流側およびc)80cm下流側にそれぞれ設置した。一般に、波高計の間隔  $\Delta x$  が離れていた方が空間変化量の測定精度は向上する。しかし、本実験水路は長さが10mしかないため、波高計間隔  $\Delta x$  をあまり離しすぎると、下流側の波高計設置断面における波高が水路下流端のゲートの影響を受けることや上流側の波高計設置断面で十分に発達した乱流が得られないことが予測される。しかし、逆に波高計を近づけすぎると波高差  $\Delta h$  が小さくなり、 $\Delta h$  の測定精度が低下する。そこで、各波高計の出力をモニタリングしながら波高計の間隔を数通り変化させ、十分に波高差が生じると判断できる間隔を試行錯誤により導き出した結果、間隔  $\Delta x$  を80cmと決定した。村上<sup>4)</sup>やNezu *et al.*<sup>7)</sup> は容量式波高計を2台用いて水深変化を計測しているが、容量式波高計はセンサーを水中に挿入する必要があるため、上流側のセンサー

表-1 水理条件

Case Name	$\alpha \times 10^{-3}$	$T_d$ (s)	$h_b$ (cm)	$h_p$ (cm)	$U_{mb}$ (cm/s)	$U_{mp}$ (cm/s)	$R_{*b}$	$R_{*p}$	$Re_b \times 10^3$	$Re_p \times 10^4$
N30	6.31	30	6.0	7.9	5.2	14.3	150	480	2.5	8.9
N60	3.39	60		8.3		16.8	159	579		10.9
N120	1.75	120		8.4		17.5	153	609		11.7
N240	0.90	240		8.5		17.9	158	610		12.0

による攪乱が下流側のセンサーや LDA 乱流計測に影響を及ぼす可能性がある。本研究で用いた超音波波高計は非接触型であるため、高精度な計測が期待できる。同様に、LDA も当然非接触型計測器である。時間とともに流向が変化する非定常流れの乱流計測にはホットフィルムなどの接触機器では LDA に比べて精度が悪いと考えられる。

流量変化  $Q(t)$  は増水期に続いて減水期が生じる三角波とした。実験条件を表-1 に示す。ここで、 $T_d$  はベース水深からピーク水深まで変化する継続時間、 $U_m$  は断面平均流速、 $R_* \equiv U_m h / \nu$  および  $Re \equiv U_m h / \nu$  はレイノルズ数である。なお、平均諸量の算出方法については後述する。以下、添字  $b$  はベース時での諸量、添字  $p$  は水深ピーク時での諸量を示す。 $\alpha$  は中川ら<sup>14)</sup>の提案した非定常パラメータである。

$$\alpha = \frac{2}{U_{mb} + U_{mp}} \frac{h_p - h_b}{T_d} \quad (5)$$

非定常パラメータ  $\alpha$  は水深増加速度と移流速度との比を表している。実河川での洪水においては、 $\alpha$  は  $10^{-4}$  以下のオーダーをとることが知られているが<sup>15)</sup>、本研究では実河川における非定常性よりもはるかに強い非定常状態の実験を幅広く系統的に行うことで、定常等流の知見が適用可能な範囲を探ることとした。

非定常流れにおけるアンサンブル平均量 ( $U, v$ ) と変動成分 ( $u, v$ ) との分離方法には (a) 集合平均法、(b) 移動平均法、(c) 周波数領域法などがある<sup>9)</sup>。Nezu & Nakagawa<sup>9)</sup> は三者を相互比較して (c) 周波数領域法が最適であることを指摘した。また、Nezu *et al.*<sup>7)</sup> は実験で得られた 1 波の時系列に (c) 周波数領域法を用いて平均量と変動成分とを分離しているが、本研究ではさらに精度を高めるために同一の洪水波を 4 回測定し、まず、それぞれの波において (c) 周波数領域法を用い、そして、(a) 集合平均を施した。計測点数は、1 ケース 60 点以上であり、たとえばケース N240 では 1 点計測に約 15 分間、4 回繰り返し計測で合計 8 日以上の計測を要した。なお、流れの再現性を確保するために、実験中は水路床勾配、水路下流端のゲート、バルブの開閉位置などは常時固定した。また、実験中水温が上昇すると動粘性係

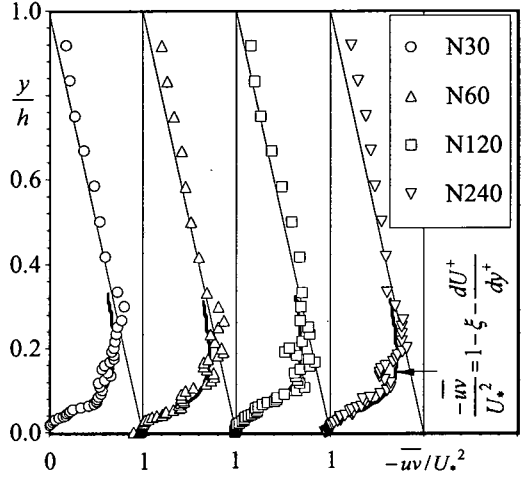


図-2 定常時におけるレイノルズ応力分布

数が変化するため、実験中は低水槽から微量の水を排出すると共に水道水を流入させ、実験中の水温が 0.2 度以上変化しないように留意した。以上の種々の工夫により、良好に流れが再現できることを確認し、非定常流れの繰り返し計測が可能となった。

#### 4. 実験結果および考察

##### (1) 摩擦速度 $U_*$ の算出

壁乱流の研究で最も重要な速度スケールは摩擦速度  $U_*$  であり、開水路流での  $U_*$  の代表的な算出方法は以下のものである<sup>16)</sup>。

- i) 直接測定
- ii) 運動量保存式(4)より
- iii) 内層 ( $30 \leq y^+ \leq 0.2 R_*$ ) の流速分布の実測値から対数則より

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

- iv) 粘性底層 ( $0 \leq y^+ \leq 5$ ) の流速分布の実測より

$$U^+ = y^+ \quad \text{or} \quad U_* = \sqrt{Uv|y} \quad (7)$$

ここで、 $U^+ \equiv U/U_*$  は無次元流速、 $y^+ \equiv yU_*/\nu$  は無次元座標、 $\kappa$  はカルマン定数、 $A$  は積分定数であ

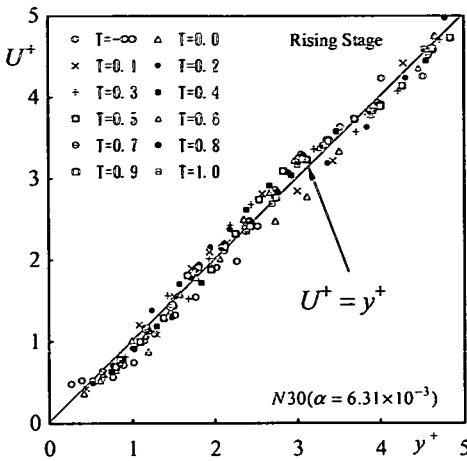


図-3(a) 増水期における粘性底層の流速分布(N30)

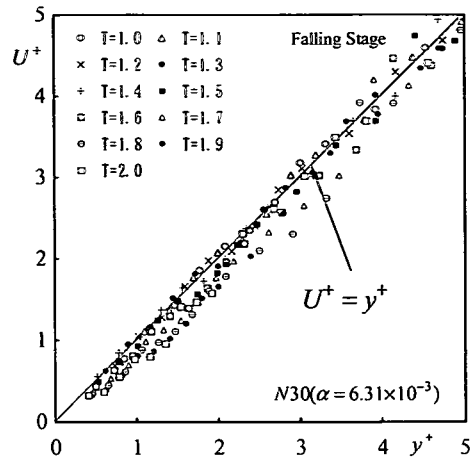


図-3(b) 減水期における粘性底層の流速分布(N30)

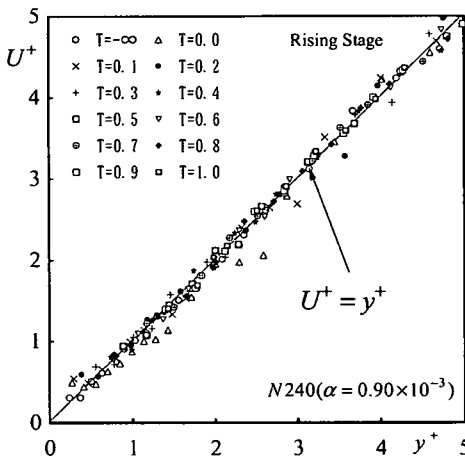


図-3(c) 増水期における粘性底層の流速分布(N240)

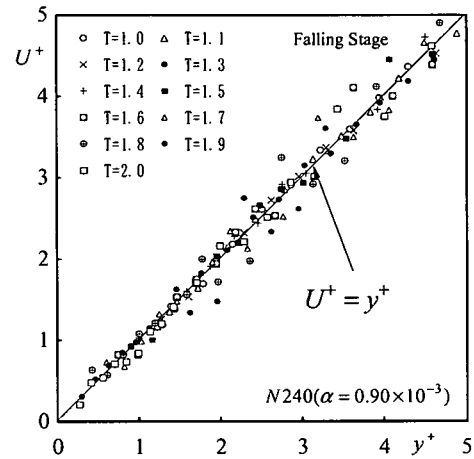


図-3(d) 減水期における粘性底層の流速分布(N240)

る。

v)レイノルズ応力  $-\overline{uv}$  の実測より評価

方法 i)については、プレストン管やシアプレートなどが使用されるが、非定常流れではこの使用は困難である。方法 ii)においては、水面勾配  $\partial h / \partial x$  を求める必要があり、前述の波高計で  $\Delta h / \Delta x$  を計測しても方法 iv)ほどの精度は望めない<sup>10)</sup>。詳細については後述する。方法 iii)においては、カルマン定数が事前に既知であることが必要である。方法 iv)については、従来のピトー管、プロペラ流速計、ホットフィルム流速計などの比較的センサー部が大きく、しかも接触型の流速計では粘性底層の計測はほぼ不可能で、開水路乱流ではほとんど適用例がない。また、非接触型の音響ドップラー流速計では底面の音響の反射が問題で、粘性底層の計測は現状では困難である。実験水路において粘性底層の実厚は数ミリであり、レーザー流速計を用いても計測に熟練を要するが、本研究では1/100mmの移動精度を有する水

路に直付けのトラバース装置とファイバーレーザープローブを一体化させ、また、レーザー焦点の底面  $y^+ = 0$  の設置には Nezu *et al.*<sup>17)</sup>の方法を駆使して粘性底層での高精度多点計測に成功した。

なお、本計測におけるレーザー流速計の測定体積は、 $x$ および $y$ 軸方向に0.09mm、 $z$ 軸方向(光軸方向)に0.9mmのフットボール型をしている。この測定体積を内部変数による無次元壁単位  $\Delta y^+ \equiv \Delta y U_* / \nu$  で表すと、ベース時で約0.2、ピーク時に約0.7となる。このような微小な点計測はホットフィルムやPIVでは得られず、レーザー流速計の優位な点である。

図-2は洪水開始前の定常時におけるレイノルズ応力  $-\overline{uv}$  を粘性底層の理論式(7)によって算出された摩擦速度  $U_*$  で無次元化したものである。図中の曲線は定常等流で成立するレイノルズ応力分布の理論式である<sup>10)</sup>。

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = 1 - \xi - \frac{dU^+}{dy^+} \quad (8)$$

高レイノルズ数流れおよび底面付近を除く領域では、式(8)の右辺第3項の粘性項を無視することができ、次式の直線分布も図示してある。

$$U_* = \sqrt{\frac{-\overline{uv}}{1-\xi}} \quad (\text{外層}) \quad (9)$$

式(9)は定常等流の理論式で、レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ を実測すれば摩擦速度 $U_*$ を算出できることを意味する。これが方法v)であり、実際 Nezu & Rodi<sup>18)</sup>はこの方法を用いて $U_*$ を評価し、式(6)の対数則の妥当性を実証して $\kappa=0.412$ を得ている。図-2より実測値が底面付近では式(8)に、それより上部の領域では式(9)にほぼ一致していることがわかるが、多少のばらつきも観察される。これは、増水が開始する以前の流れが $R_* \approx 150$ という低レイノルズ数流れであり、壁近傍で流速がかなり小さく、レーザー流速計の処理機の測定周波数帯が低くなるためである。しかも、レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ は乱れの2次相関項という高次項であるからより計測精度が必要であるが、1次項である平均流速に関しては2次項よりも高い精度が期待できる。また、洪水時においては流速が増加するために測定精度が向上することが期待される。

以上のことより、洪水開始直前における平均流速に関しては、a)流れが十分に発達した乱流であること、b)底面近傍を含め計測精度が十分に高いこと、c)粘性底層で成立する理論分布式(7)より求められた摩擦速度が十分な精度を有していると考えられる。

ここで、問題なのは非定常流では式(9)は成立せず、式(3)より加速度項が付加するから方法v)は適用できなくなる。一方、式(7)の粘性底層の理論式は非定常流でもほぼ成立することが認められている<sup>7)</sup>。 $y=0$ の境界条件が $\tau_b = \rho U_*^2$ であるから、1次近似の理論式が式(7)そのもので、非定常効果を受けない。この理論は、圧力勾配を有する境界層でも適用でき、実際 Nagano *et al.*<sup>19)</sup>は逆圧力境界層で方法iv)が最も妥当であると結論している。

## (2) カルマン定数 $\kappa$ の算出

定常開水路等流におけるカルマン定数はフルード数およびレイノルズ数の影響を受けず、 $\kappa=0.41$ の普遍値をとることが Nezu & Rodi<sup>18)</sup>によって明らかにされ、現在広く認められている。境界層や管路などの他の壁乱流の結果もレビューし、定常流のカルマン定数は流れの種類によらずに $\kappa=0.41$ の普遍定数であることが定説となっている<sup>10)</sup>。一方、非定常乱流でもカルマン定数の普遍性は高いとの予測の仮定で $\kappa=0.41$ が援用されてきた。そこで、Nezu *et al.*<sup>7)</sup>はレーザー流速計を駆使して単調増水( $\alpha=3.19 \times 10^{-3}$ )

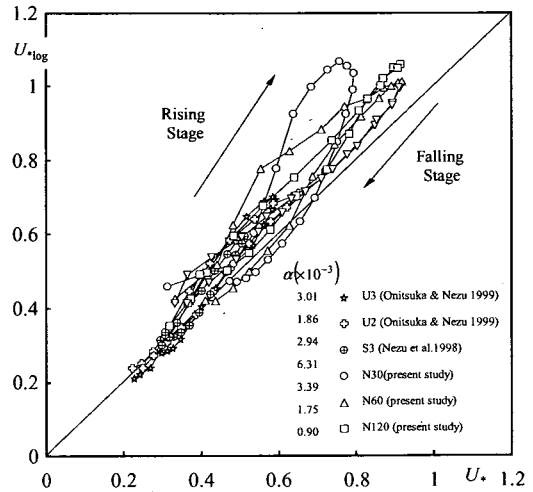


図-4 粘性底層の流速分布から算出される摩擦速度と対数則より算出される摩擦速度との関係

および単調減水( $\alpha=3.45 \times 10^{-3}$ )における粘性底層の計測を初めて行い、式(7)より摩擦速度 $U_*$ を算出した。次に、この $U_*$ 値を対数則の式(6)に代入し、カルマン定数を算出した結果、 $\kappa=0.41$ の普遍値より若干ずれるが、ほぼ一定値に見なせるとした。しかし、強い非定常流れでもカルマン定数が果たして普遍値であるか確認はまだない。本研究では、非定常パラメータ $\alpha$ を $0.9 \times 10^{-3} \sim 6.31 \times 10^{-3}$ ときわめて広範囲に変化させてカルマン定数の挙動を検討した。

図-3に粘性底層における流速分布を示す。ケースN30( $\alpha=6.31 \times 10^{-3}$ )およびN240( $\alpha=0.90 \times 10^{-3}$ )はそれぞれ本実験における最も強いおよび弱い非定常性を有する実験である。両ケースとも、定常時( $T \equiv t/T_d = -\infty$ の記号で表す)はもちろんのこと、増水期( $0 < T \leq 1$ )および減水期( $1 < T \leq 2$ )共に良好に粘性底層の式(7)に従っていることがわかる。先述したように、レーザー流速計の測定体積は微小であり、実測の速度分布が線形理論式にほぼ従うから測定体積の影響はほとんどないと考えられる。以上より、定常時だけでなく非定常時においても高精度に乱流計測がなされていることが確認される。ただし、減水期のデータは増水期のものよりもばらつきが若干大きく、さらに詳細な検討が必要である。

一般に、摩擦速度は乱れ諸量や平均量を無次元化するのに必要な速度スケールという役割だけでなく、抵抗則や流砂量の算出などに不可欠な水理量であり、正確な算出が必要である<sup>10)</sup>。そこで、従来通りの対数則による摩擦速度の評価法による算出誤差について検討する。図-4に式(7)から算出された摩擦速度 $U_*$ と対数則の式(6)において $\kappa=0.41$ の一定値として算出された摩擦速度 $U_{*log}$ を時系列変化として示した。両者の関係は時計回りのループを描くことがわかる。

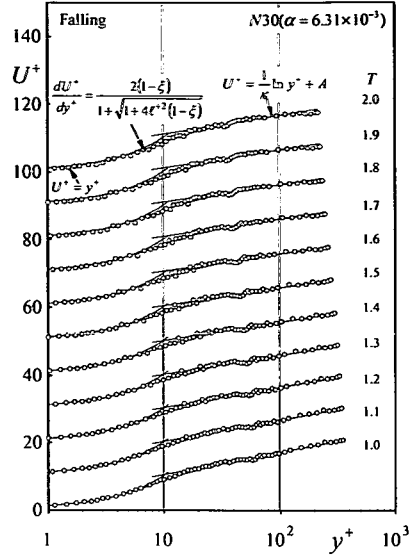
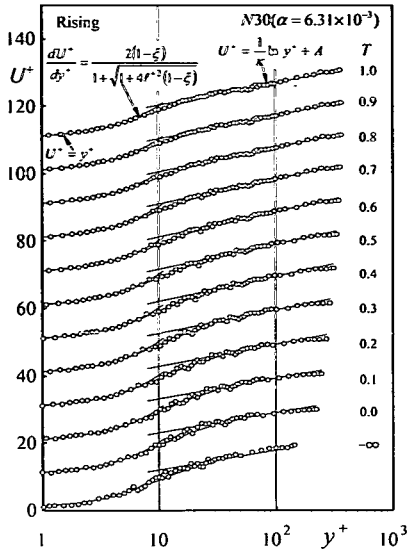


図-5 (a) 増水期および減水期における主流速分布(N30)

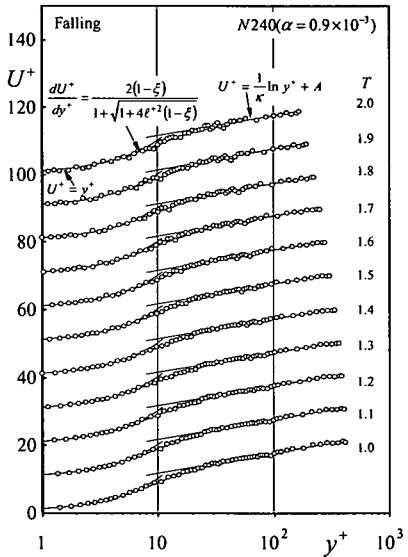
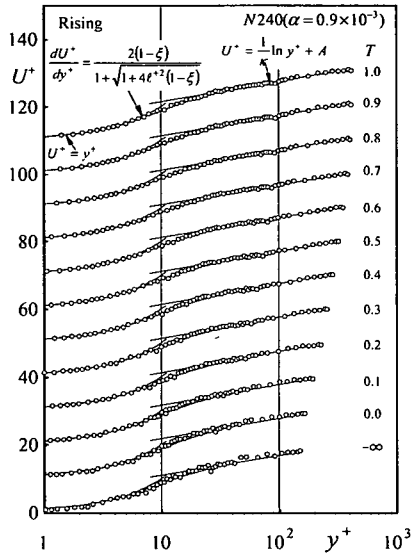


図-5 (b) 増水期および減水期における主流速分布(N240)

増水期においては  $U_{*10g}$  がかなり過大評価されている。減水期に入ると増水期ほど過大評価はないが、若干  $U_*$  より大きめに算出されているケースもある。このように非定常パラメータ  $\alpha$  が大きい増水期ほど  $U_{*10g} > U_*$  となり、すなわち、 $\kappa$  値は増水期で減少することが予測される。

図-5にケース N30および N240の主流速分布を示す。  $5 < y^+ < 30$  のバッファ層の流速分布の解析解は得られず、次式<sup>10)</sup>を数値積分して図示した。

$$\frac{dU^+}{dy^+} = \frac{2(1-\xi)}{1 + \sqrt{1 + 4e^{+2}(1-\xi)}} \quad (10)$$

ここで、混合距離  $e^+$  は次式で示される。

$$e^+ = \kappa y^+ \Gamma \quad (11)$$

$$\Gamma = 1 - \exp(-y^+ / B) \quad (12)$$

$\Gamma$  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<sup>18)</sup>。本研究においては、実測値が式(10)にベストフィットするように最小2乗法から  $B$  を求めた。本実験では  $B$  は18~33程度の値となった。図には、式(6)の対数

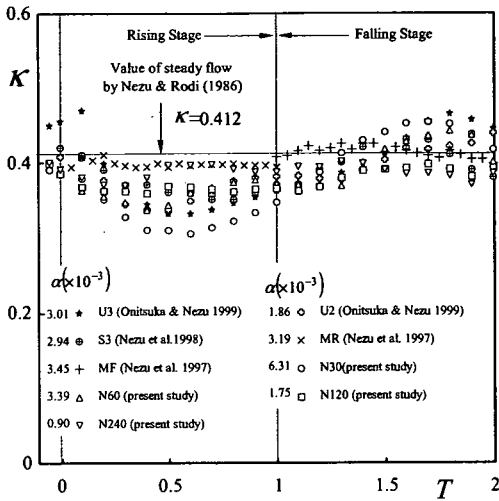


図-6 カルマン定数の挙動

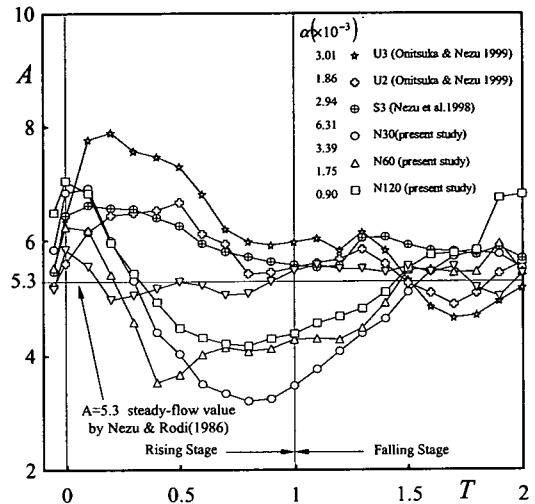


図-8 積分定数の変化

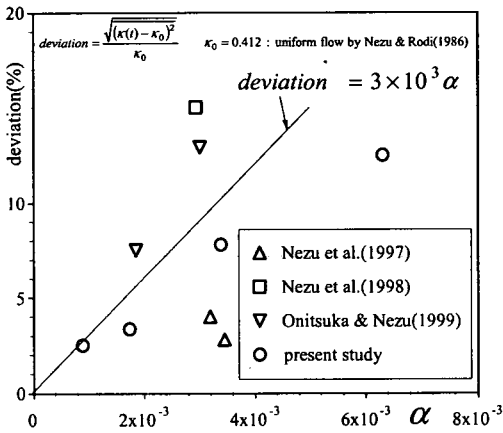


図-7 カルマン定数の等流の値からの偏差

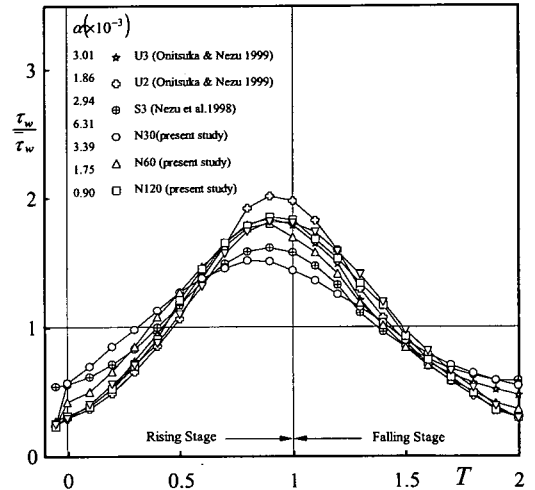


図-9 底面せん断応力の変化

則も併示した。対数則と実測値との一致は非定常性  $\alpha$  や各位相  $T$  によらずに非常に良好であり、両者の最小2乗法からカルマン定数  $\kappa$  および積分定数  $A$  が算出された。

図-6にカルマン定数  $\kappa$  の時間変化を示す。図には、Nezu *et al.*<sup>11)</sup>および Onitsuka & Nezu<sup>12)</sup>による三角洪水波のデータ、Nezu *et al.*<sup>7)</sup>による単調増水(MR)および単調減水(MF)のデータも併示した。ただし、単調減水については、減水開始時刻を  $T=1.0$  としてプロットした。いずれのケースにおいても増水期のカルマン定数は一度減少した後に増加している。ピーク水深時 ( $T=1.0$ ) で定常時の値 ( $\kappa=0.41$ ) には復帰しないようである。減水期においては増水期中半 ( $T \approx 0.5$ ) からの増加傾向がそのまま持続し、その後減少傾向に転じる。速度勾配は式(6)より  $dU/dy = U_c / (\kappa y)$  であるから、ピーク時以前の増水期中半において、内層の速度勾配シアアが増加する

ことがわかる。したがって、乱れエネルギーが増加し、乱れ構造が内層で変化するものと考えられる。

図-6よりカルマン定数の変化は非定常性の増加に伴い顕著であることがわかる。そこで、カルマン定数の定常時からの偏差を次式で評価する。

$$deviation = \frac{\sqrt{(\kappa(t) - \kappa_0)^2}}{\kappa_0} \quad \kappa_0 = 0.412 \quad (13)$$

図-7に式(13)を用いて算出された偏差を示す。非定常性  $\alpha$  が強くなるに従いカルマン定数の偏差が増加することがわかる。ただし、単調増水および単調減水の結果は偏差が小さく、傾向が異なっている。これは、三角洪水波の流れでは、減水期初期 ( $T \approx 1.0$ ) において増水期の影響が残存し、これによって差違が生じたものと考えられる。そこで、三角洪水波だけに限定し非定常パラメータ  $\alpha$  と偏差の関係を1次近似すれば以下となる。

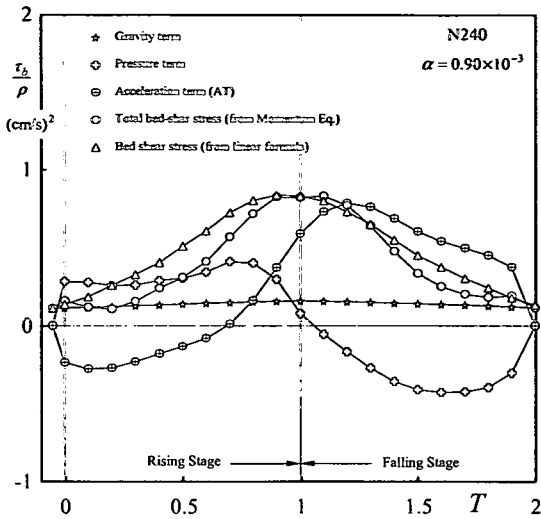


図-10 運動量式における各項の変化

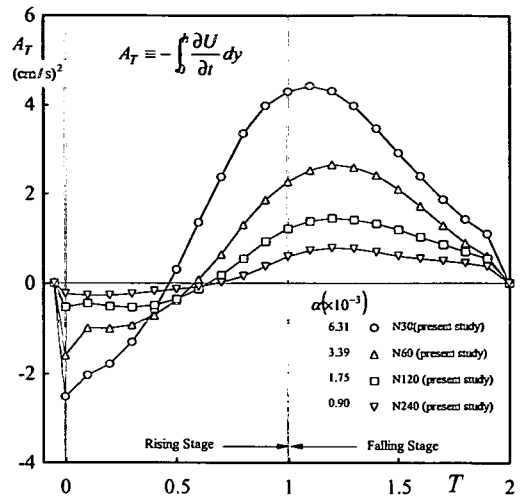


図-12 加速度項の変化

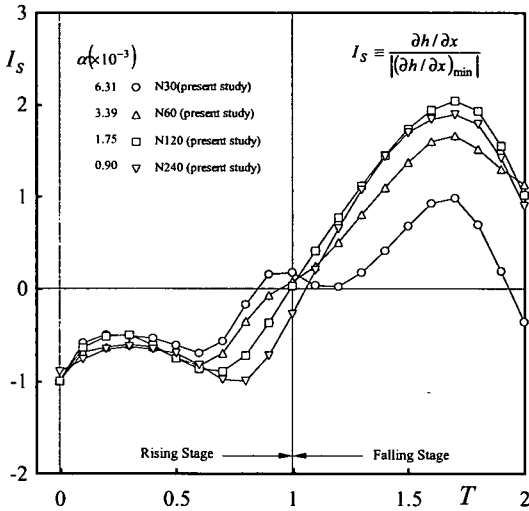


図-11 水面勾配の変化

$$\text{deviation}(\%) = 3 \times 10^3 \alpha \quad (14)$$

仮に偏差を5%許すのなら、およそ  $\alpha \leq 2.0 \times 10^{-3}$  の範囲ではカルマン定数は一定と見なせる。そこで、本研究では  $\alpha_c = 2.0 \times 10^{-3}$  を基準限界値と定義し、 $\alpha < \alpha_c$  を「弱い」非定常乱流、 $\alpha > \alpha_c$  を「強い」非定常乱流と区分する。実河川においては、 $\alpha$  は  $10^{-4}$  以下のオーダーをとることが多いため<sup>15)</sup>、実河川の洪水は弱い非定常乱流であり、浮遊砂などの影響を無視できる場合においては、カルマン定数は定常時における普遍値  $\kappa = 0.41$  を用いてよい。したがって、弱い非定常開水路乱流では標準型の対数則から摩擦速度を評価することは妥当であり、底面せん断応力  $\tau_b$  も容

易に計算できる<sup>7)</sup>。

### (3) 積分定数 $A$

定常な開水路等流では対数則の積分定数  $A$  はレイノルズ数およびフルード数に関わらず、ほぼ一定の5.3を示す。 $A$  値は、滑面定常流でも境界層、管路、開水路など流れの種類により若干変化し<sup>10)</sup>、粗度がつくと増加するからカルマン定数に比べ本質的に普遍性は弱い。このため、学術的には  $A$  値は  $\kappa$  に比べてそれほど重要ではないと考えられる。

図-8に非定常開水路流の積分定数  $A$  の時間的変化を示す。 $A$  は増水開始とともに急増し、その直後に減少し始めることが同われる。その後、ピーク水深時より早い時間に最小値をとり、再び増加傾向を示す複雑な変化をする。

### (4) 底面せん断応力

図-9に底面せん断応力  $\tau_b \equiv \rho U_*^2$  をその時間平均値  $\bar{\tau}_b$  で無次元化して時間変化を示した。いずれのケースでも水深のピーク ( $T=1.0$ ) より以前に最大値をとることが認められる。また、その傾向は非定常パラメータ  $\alpha$  の増加に伴い顕著となる。このような特性は従来の知見と一致する<sup>7),20)</sup>。しかし、この変化特性のメカニズムはそれほど解明されていない。

楠津ら<sup>20)</sup>は運動量式(4)を検討しているが、重力項と圧力項の和を単一項として解析しており、また非定常性  $\alpha$  を変化させた場合の挙動は調べていない。そこで、図-10に式(4)の各項と算出された底面せん断応力を示した。式(4)における水深  $h$  の  $x$  微分すなわち  $\partial h / \partial x$  は中央差分を用いて、流速  $U$  の  $t$  微分すなわち  $\partial U / \partial t$  については、5次の平滑化スプラインを用いて算出し、 $\partial U / \partial t$  の  $y$  積分に関しては台形公式を用いて計算した。まず、流速  $U(y, t)$  のデータに



関しては、図-5に示したようにばらつきがなく、精度の高い結果が期待される。次に、水深  $h(x,t)$  のデータに関しては、流速計測の点数分(60点)もデータがあり、さらに4回計測を繰り返したので1ケースにつき120個(=60×4)の時系列を用いて計算し、平均処理することで精度を向上させた。このため、後に示すように(図-11参照)、容量式波高計で得られたデータ<sup>7)</sup>よりもばらつきの少ないデータが得られた。

図-10には粘性底層の理論式(7)によって算出された底面せん断応力(図-9参照)も比較のためプロットした。まず、式(7)から求められた底面せん断応力(△印)と式(4)の運動量式からの計算値(○印)を比較すると、ほぼ同様な分布形となり、値も近いが、厳密にいうと増水期中半および減水期中半で運動量式は過小評価となっている。これは、式(4)の運動量式では移流項を無視していること、圧力分布に静水圧近似を適用していることなど、そもそも近似式であることが原因と考えられる。現時点で圧力項を高精度に計測するのは極めて困難で、また、式(1)における移流項  $\partial U^2 / \partial x$  を計測するには流下方向に2断面以上の流速の同時計測が必要となり、容易ではない。そのため本研究では近似式(4)を用いた。このため、滑面非定常流の底面せん断応力を精度よく評価するには式(7)の方が望ましいが、式(4)は運動量式の各項の寄与を評価できるという利点がある。

図-10を見ると、重力項は変化の幅が小さく、圧力項および加速度項よりも寄与が小さい。圧力項は増水期で正の値をとり、減水期で負の値をとる。これは、図-11に示すように水面勾配  $\partial h / \partial x$  が増水期において負で、減水期において正をとるからである。つまり、圧力項は増水期でせん断応力を増加させる効果があり、減水期ではその逆である。一方、加速度項は増水期の途中まで負の値で、その後、正の値をとる。巨視的に見れば加速度項と圧力項とは互いにキャンセルする傾向にあるが、圧力項が水深のピーク( $T=1.0$ )時にほぼゼロとなるのに対し、加速度項はそれより以前に負から正に転じているので、せん断応力は水深のピーク以前に発生するものと考えられる。

図-11および図-12に全ケースにおける水面勾配  $\partial h / \partial x$  および式(4)の加速度項  $A_T$  の時間変化を示す。全てのケースにおいて水面勾配は、増水期で負の値をとり、ピーク水深時にほぼゼロとなり、減水期で正の大きな値をとる。一方、図-12の加速度項の変化に着目すると、非定常パラメータ  $\alpha$  の増加に伴い、加速度項が負から正へと転じる時刻が早まっていることが認められる。そのため、図-9で観察されたように底面せん断応力のピーク時刻が  $\alpha$  の増加に伴い早まったものと考えられ、この結果は従来の計測結果<sup>7),20)</sup>の妥当性を示している。

## 5. 結論

本研究は、非定常パラメータ  $\alpha$  を広範囲に変化させて高精度なレーザー流速計で乱流計測すると共に、3台の超音波波高計を用いて水面変化を同時計測し、その平均流特性を検討したものである。主要な結論は以下の通りである。

- (1) カルマン定数  $\kappa$  は非定常性の影響を受けることが明らかにされた。5%の許容誤差を採用し、 $\alpha_c \equiv 2.0 \times 10^{-3}$  を基準限界値として、 $\alpha < \alpha_c$  を「弱い非定常」、 $\alpha > \alpha_c$  を「強い非定常」と区別された。このとき、弱い非定常流ではカルマン定数はほぼ一定値の  $\kappa=0.41$  の普遍値と水工学上見なしてよい。実河川での洪水波では  $\alpha \ll \alpha_c$  であるため、洪水流の検討を行う場合、 $\kappa=0.41$  を用いて妥当である。ただし、カルマン定数は浮遊砂などの影響を受けて変化することが指摘されており、浮遊砂濃度が濃くなった場合はさらなる検討が必要である。
- (2) 一方、積分定数  $A$  は普遍特性が一般に弱く、しかも、複雑な挙動を示す。
- (3) 底面せん断応力に及ぼす影響は圧力項および加速度項が支配的に、重力項の変化はマイナーである。圧力項は増水期でせん断応力を増加させる働きがあり、減水期ではその逆である。加速度項は圧力項と互いにキャンセルし合う傾向がある。また、加速度項が負から正に転じる時刻が非定常パラメータ  $\alpha$  の増加に従って早まり、そのために、 $\alpha$  の増加に伴い底面せん断応力のピーク時刻が早まっている。すなわち、せん断応力のピーク値と水深ピーク値とのタイムラグは加速度項の影響で発生すると考えられる。

## 参考文献

- 1) 高橋保：一様水路の不定流、京都大学防災研究所年報、第12号B、pp.515-527、1969。
- 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) 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。
- 4) 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45回年次学術講演会概要集、pp.390-391、1990。
- 5) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulent structure over dunes and its role on suspended sediments in steady and unsteady open-channel flows, *Proc. of Int. Symp. on Transport of Suspended Sediments and its Mathematical Modeling*, IAHR, Firenze, pp.165-189, 1991.
- 6) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence measurements in unsteady free-surface flows, *Flow Measurement Instrumentation*, UK, Vol.6, No.1, pp.49-59, 1995.
- 7) Nezu, I., Kadota, A. and Nakagawa, H.: Turbulent structure in unsteady depth-varying open-channel flows, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.123, No.9, pp.752-763, 1997.

- 8) Tu, H. and Graf, W.H.: Velocity distribution in unsteady open-channel flow over gravel beds, *J. of Hydrosience and Hydraulic Eng.*, JSCE, Vol.10, No.1, pp.11-25, 1992.
- 9) Song, T. and Graf, W.H.: Velocity and turbulence distribution in unsteady open-channel flows, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.122, No.3, pp.141-154, 1996.
- 10) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, Netherlands, 1993.
- 11) Nezu, I., Onitsuka, K. and Yamamoto, Y.: Inner-layer characteristics in unsteady open channel flows over smooth bed, *11th Congress of APD-IAHR*, Indonesia, pp.517-526, 1998.
- 12) Onitsuka, K. and Nezu, I.: Effects of unsteadiness on von Karman constant in unsteady open-channel flows, *28th Congress of IAHR*, Graz, Austria, in CD-ROM, 1999.
- 13) 瀬津家久, 鬼束幸樹: 非定常性がカルマン定数に及ぼす影響, *水工学論文集*, 第45巻, pp.625-630, 2001.
- 14) 中川博次, 瀬津家久, 石田吉宏, 門田章宏, 藤本英典: 管路及び開水路における非定常流れの乱流構造の相違について, *水工学論文集*, 第37巻, pp.593-598, 1993.
- 15) 山口高志, 新里邦生: 電磁流速計による洪水流量観測, *土木学会論文集*, No.497/II-28, pp.41-50, 1994.
- 16) Graf, W.H.: Shear stress statistics and wall similarity analysis in turbulent boundary layers using a high resolution 3-D ADVP, *Laboratoire de Recherches Hydrauliques*, EPFL, Lausanne, pp.B.210-B210.23, 1999.
- 17) Nezu, I. and Onitsuka, K. and Naoto, D.: 3-dimensional measurements of open-channel flows by using two-sets of laser Doppler anemometers, *J. of Hydrosience and Hydraulic Eng.*, JSCE, Vol.18, No.2, pp.55-62, 2000.
- 18) Nezu, I. and Rodi, W.: Open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.112, pp.335-355, 1986.
- 19) Nagano, Y., Tagawa, M. and Tsuji, T.: Effects of adverse pressure gradients on mean flows and turbulence statistics in a boundary layer, *Turbulent Shear Flows 8*(ed. F. Durst *et al.*), Springer-Verlag, pp.7-21, 1993.
- 20) 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.
- 21) Nezu, I. and Onitsuka, K.: Turbulent structures in open-channel flows with strong unsteadiness, *Proc. of 2nd Int. Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Stockholm, Vol.1, pp.341-346, 2001.
- 22) Nezu, I. and Onitsuka, K.: Turbulence measurements of a supercritical unsteady open-channel flow, *Proc. of 29th Congress of IAHR*, Beijing, China, Theme D, Vol.1, pp.202-208, 2001.

(2001. 5. 10 受付)

## FLOW CHARACTERISTICS IN OPEN-CHANNEL FLOWS WITH STRONG UNSTEADINESS

Iehisa NEZU and Kouki ONITSUKA

Turbulence measurements in open-channel flows with strong unsteadiness were conducted with a two component laser Doppler anemometer (LDA). The water-surface fluctuations at three points were measured by making use of 3 sets of ultrasonic wave gauges. It was found that the Karman constant  $\kappa$  can be dealt with as a universal constant ( $\kappa=0.41$ ) in the case that the unsteadiness parameter  $\alpha$  is smaller than 0.002. In contrast, the integration constant  $A$  of the log-law changes in a complicated manner. The time-dependent property of each term in the momentum equation (4) was examined on the basis of experimental data. The gravity term is smaller than the pressure and acceleration terms. The pressure term has an effect of increase upon the bed-shear stress  $\tau_b$  in the rising stage, and vise versa in the falling stage. On the other hand, the unsteady term has the opposite effect to the pressure term.