

# 開水路流れの三次元乱流構造（縦渦）とそれに及ぼす 自由水面の影響に関する研究

瀬 津 家 久・中 川 博 次

## THREE-DIMENSIONAL TURBULENT STRUCTURE (LONGITUDINAL VORTEX) IN OPEN CHANNEL FLOW AND EFFECT OF FREE SURFACE ON ITS STRUCTURE

By *Iehisa NEZU* and *Hiroji NAKAGAWA*

### Synopsis

An investigation of three-dimensional turbulent structure, i. e. cellular secondary currents or longitudinal vortices, is very important in hydraulic engineering because these currents cause three-dimensional bed shear stress, sediment distributions and bed configurations such as sand ridges in straight rivers.

The present study has carried out highly accurate measurements of secondary currents in fully-developed open channel flows by making use of a powerful two-color Laser Doppler Anemometer (LDA) system with a direct digital signal processing. The primary and secondary velocity distributions, the maximum-velocity-dip phenomena, the bed and side-wall shear stress distributions and also the turbulence characteristics were made clear by varying the aspect ratio of channel. The effects of free surface on three-dimensional structure were then examined by comparison with the data of closed duct flow. A strong free-surface vortex is produced due to high an-isotropy of turbulence which is caused by the existence of free surface. This vortex produces a velocity dip and also restrains the development of the bottom vortex. Although the bottom vortex may be divided into smaller ones with an increase of the aspect ratio, multi-cellular secondary currents are not produced any longer in the central zone. The variation of bed shear stress, however, suggests strongly that multi-cellular secondary currents will be produced in all the cross section by a mutual interaction of the flow and sand ridges.

### 1. 概 説

直線状河川にはかなり整然と配列したセル状の2次流（縦渦群）が存在し、三次元流況を示すことが戦前より多くの河川技術者によって指摘されて来た。Matthes (1947)<sup>1)</sup> は、これらの河川の三次元流況を大規模乱流渦の運動形態に着目して分類した。そして、河床近傍に強い上昇渦が発生すると予測し、これが自由水面まで達して水面が渦輪のように盛り上がるボイル現象の原因と推測した。木下 (1967)<sup>2)</sup> は、洪水河川の水面流速を Cameron 効果を利用した航空写真の立体視像から求め、河川横断方向に高速域と低速域とがほぼ水深の間隔で整然と形成されていることを発見した。低速域には高濃度の浮遊砂を含んだボイル列が見られ、一方高速域には気泡等の浮遊物が集められることから、河川横断面内に水深程度を直径とするセル状の2次流（縦渦）が並列して存在すると予測した。Culbertson (1967)<sup>3)</sup> や Karcz (1973)<sup>4)</sup> は、洪水が去った平坦河床に流下方向に長く伸びた凸形状をした縦筋 (sand ridge という) が規則的に形成されていることを発見し、セル状の2次流によって引き起こされたと推測した。この2次流と縦筋との密接な関連性は、

可視化手法を用いて木下 (1976)<sup>5)</sup> や McLean (1981)<sup>6)</sup> によって実験的に確認された。

以上の観測事実から、直線河川の流れば **Fig. 1** で示すような三次元構造をもつものと推測される。そして、このセル状の2次流が最大流速点が自由水面より降下する現象 (velocity-dip)、横断方向への河床せん断応力分布<sup>7)</sup>、浮遊砂濃度の濃淡分布<sup>8)</sup> さらには三次元河床波<sup>9)</sup> などの主原因と説明されている。2次流に関する研究は、機械工学等の分野でダクト流 (非円管流) の構造を解明する上で不可欠であるばかりか、上述のように水理・水工学の分野でも河川の三次元構造を解く上で重要であると古くから指摘されて来た。しかし、**Fig. 2** に示すように2次流速は主流速の高々3%程度の微流速であるからきわめて高精度に水流を計測する必要があり、最近の流速器機的发展でようやく本格的な実験的研究が可能となった。

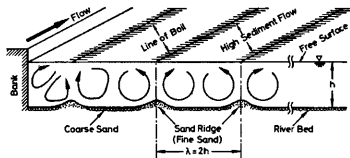


Fig. 1 Envisaged multi-cellular secondary currents in a straight wide river

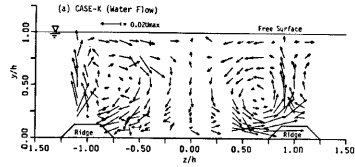


Fig. 2 Velocity pattern of cellular secondary currents over ridge elements in open channel which were measured by making use of hot-film anemometers

Müller (1979)<sup>10)</sup> は、縦筋を砂粒粗度で模擬して開水路実験を行い、レーザ流速計を用いて初めて水路横断面内に存在する2次流セルを計測することに成功した。一方、中川ら (1981)<sup>11)</sup> は、空気ダクト流を用い、ダクト底面に縦筋を模擬した突起粗度を横断方向に交互に設置し、粗度の配列を系統的に変化させることによって縦筋と2次流との関連を定量的に検討した。その結果、粗度部で下降流、滑面部で上昇流が発生し、**Fig. 1** で示すように滑面部に対応する細砂で構成された縦筋部で上昇流が発生するという従来の予測の妥当性が示された。Nezuら (1984)<sup>12)</sup> は、河床の縦筋形状を台形突起で模擬し、非常に整備された実験水路の流れをホットフィルム流速計で計測し、**Fig. 2** に示すように安定した2次流セル (縦渦) を見出した。これは、**Fig. 1** の三次元流況をよく説明するが、実験精度はまだ粗く、詳しい解析はできなかった。そこで、この流れをダクト気流で再現し、熱線流速計で流速3成分 ( $U$ ,  $V$ ,  $W$ ) を計測し、エネルギー式及び渦度方程式に基づいて縦渦の乱流構造を詳細に検討した<sup>12)</sup>。次に、ダクト流のアスペクト比を系統的に変化させ、縦渦の発生機構を検討した。その結果、縦渦はアスペクト比が4以上の平坦なダクト中央部には発生しないが、ダクトのコーナー2次流が惹起すると考えられる縦筋を人工的に設置するとこの両側に一對の縦渦が形成されることが判明した<sup>13)</sup>。そして、このような縦渦と縦筋との相互作用によって **Fig. 1** のような整然とした2次流セルが水路全断面に形成されると推定した。

以上の一連の研究は空気ダクト流での結果である。**Fig. 2** の半水深以下の流れのパターンはダクト流と同じであり<sup>12)</sup>、縦渦と縦筋との密接な関連性は確認されたが、自由水面の存在がこれらの運動機構にいかに影響を及ぼし、三次元流況が形成されるかは依然不明である。また、本研究で対象とする縦渦は、主流域 (外部領域) に存在する長時間計測で得られる安定した2次流である。一方、滑面河床近傍にはバースティングやそれに伴う縦渦が存在する。両者の縦渦の運動機構は酷似するが、スケール則が異なるから同一視できず、河川乱流は両者が共存した二重構造を示すと考えられているが、その相互作用に関しては不明な点が多い<sup>14)</sup>。さらに、最近粗面河床上の2次流がホットフィルムで計測され、<sup>15), 16)</sup> 滑面河床上に比べてより安定した2次流が形成されるようである。このような河床条件によって縦渦がいかに影響を受けるかを検討することも重要な課題である。

前述したように、水流の2次流を実測するにはきわめて高精度の流速計が必要である。レーザ流速計は、

ホットフィルムに比べて、流速検定がまったく必要でない上に、プローブの挿入がないから流れを乱すことがなく、また水温変化の影響や水流中の微細な浮遊物や気泡等の影響を受けないから2次流の計測には理想的な計器と考えられる。筆者の一人は、西ドイツのカールスルーエ大学水理研究所に滞在し、主流速の約0.1%以下の誤差内で水流計測が可能な2色アルゴンレーザ流速計システムを開発した<sup>17)</sup>。本研究は、この流速計を駆使して滑面開水路乱流の2次流成分を詳細に計測し、水路のアスペクト比やフルード数を変化させて三次元流れの乱流構造を実験的に解明するものである。ダクト流の結果と比較することによって、主流速分布、最大流速点の水面降下特性、壁面せん断応力分布、縦渦パターンなどに及ぼす自由水面の影響を検討する。本研究で得られる実験データは、河川の三次元構造を解明する上で不可欠な知見を与えるばかりか、近年その進歩が著しい乱流の3次元数値計算モデルの開発に貴重なデータを与えるものと期待される。

2. 理論的考察

2.1 2次流の渦度方程式

流下方向に  $x$  軸 ( $x=0$  は水路上流端)、河床の垂直上方に  $y$  軸 ( $y=0$  は河床壁面) 及び水路横断方向に  $z$  軸 ( $z=0$  は水路中央軸) をとり、平均流速成分をそれぞれ  $U, V, W$ , 乱れ成分を  $u, v, w$  とする。  $x$  が十分に長く、流れが十分に発達した乱流を対象にすると、次の連続式及び運動方程式が得られる。

$$\frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots(1)$$

$$V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = g \sin \varphi - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial(-\overline{uw})}{\partial y} + \frac{\partial(-\overline{vw})}{\partial z} + \nu \nabla^2 U \dots\dots\dots(2)$$

$$V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -g \cos \varphi - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial(-\overline{v^2})}{\partial y} + \frac{\partial(-\overline{vw})}{\partial z} + \nu \nabla^2 V \dots\dots\dots(3)$$

$$V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial(-\overline{vw})}{\partial y} + \frac{\partial(-\overline{w^2})}{\partial z} + \nu \nabla^2 W \dots\dots\dots(4)$$

ここで、 $P$  は平均圧力、 $\nu$  は動粘性係数、 $\varphi$  は水路勾配である。

式(3), (4)から  $P$  を消去すると、次の2次流に関する渦度方程式が得られる。

$$V \underbrace{\frac{\partial \omega}{\partial y}}_{\text{A}} + W \underbrace{\frac{\partial \omega}{\partial z}}_{\text{B}} = \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{v^2} - \overline{w^2})}_{\text{C}} + \underbrace{\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \overline{vw}}_{\text{D}} + \nu \nabla^2 \omega \dots\dots\dots(5)$$

$$\text{ここで、} \omega = \frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z} \dots\dots\dots(6)$$

式(5)のAは渦度  $\omega$  の移流項、Bは発生項、Cはレイノルズ項及びDは粘性項を表わしている。湾曲流などのように流下方向 ( $x$  軸) に主流速  $U$  が変化する場合は渦度の伸長項 (vortex-stretching) が式(5)に主要項として加わり、かなり大きな2次流が生じることが知られている (Prandtl の第1種の2次流)<sup>18)</sup>。一方、直線水路の2次流は乱れの非一様性から生じるD項によって発生し (Prandtl の第2種の2次流)、縦筋上の安定した2次流セル内ではB項とC項とがほぼバランスすることが示されている<sup>19)</sup>。

このように、2次流の発生機構を検討するには式(5)の渦度方程式が不可欠であり、レイノルズ応力  $\overline{vw}$  と2次流とを結びつけた乱流モデルが必要となる。最近、Naot・Rodí (1982)<sup>19)</sup> は、乱れ強度分布の非一様性に自由水面の効果を取り入れ、 $k-\epsilon$  乱流モデルを開水路乱流に適用し、この2次流パターンを計算した。この予測された2次流パターンは本実験値と良好に一致することが後に示される。

2.2 せん断応力分布及び壁面の抵抗則

式(3), (4)は2次流自体の運動方程式であるが、式(2)に比べて2次の微小項ゆえこれを実験的に検討することは計測精度上から困難である。一方、式(2)は主流の運動方程式であり、2次流 ( $V, W$ ) が主流に及ぼす

影響を検討できる。

式(2), (3)及び(4)を  $x$  で偏微分すると,

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial P}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial P}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial P}{\partial x} \right) = 0$$

であるから,

$$\sin \varphi - \frac{1}{\rho g} \frac{\partial P}{\partial x} = \text{const.} \equiv I_s \dots\dots\dots(7)$$

とおける。  $I_s$  はエネルギー勾配であり、2次流が小さいとき式(8)から

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho g \cos \theta \frac{dh}{dx} \quad (\text{ここで, } h \text{ は水深})$$

となるが、十分に発達した乱流すなわち等流では  $I_s = \sin \varphi$  である。

式(2)を積分すると、 $y$  方向及び  $z$  方向のせん断応力  $\tau_{xy}$  及び  $\tau_{xz}$  がそれぞれ次のように得られる。

$$\frac{\tau_{xy}}{\rho} \equiv -\overline{uv} + \nu \frac{\partial U}{\partial y} = \underbrace{g I_s h (1-y/h)}_G + \underbrace{\int_h^y V \frac{\partial U}{\partial y} dy}_{SC1} + \underbrace{\int_h^y W \frac{\partial U}{\partial z} dz}_{SC2} + \underbrace{\int_h^y \frac{\partial}{\partial z} \left( -\frac{\tau_{yz}}{\rho} \right) dy}_{SUV} \dots\dots\dots(8)$$

$$\frac{\tau_{xz}}{\rho} \equiv -\overline{wv} + \nu \frac{\partial U}{\partial z} = \underbrace{g I_s h (-z/h)}_G + \underbrace{\int_0^z V \frac{\partial U}{\partial y} dz}_{SC1} + \underbrace{\int_0^z W \frac{\partial U}{\partial z} dz}_{SC2} + \underbrace{\int_0^z \frac{\partial}{\partial y} \left( -\frac{\tau_{yz}}{\rho} \right) dz}_{SUV} \dots\dots\dots(9)$$

$G$  項は重力項,  $SC1, SC2$  は2次流項及び  $SUV, SUV$  は相対するせん断応力の勾配項である。本研究では  $\overline{uv}$  以外の各項は実測値から得られるから、式(8), (9)を使うと、せん断応力分布に及ぼす2次流の効果を検討できる。

当然、2次流が存在しない二次元乱流場では

$$\tau_{xy}/\rho = g I_s h (1-y/h), \tau_{xz}/\rho = 0 \dots\dots\dots(10)$$

となり、せん断応力は直線分布をなすことがわかる。

次に、河床及び側壁上の壁面せん断応力をそれぞれ  $\tau_b$  及び  $\tau_s$  とすると、式(1)と(8)から

$$\frac{\tau_b}{\rho} \equiv \left. \frac{\tau_{xy}}{\rho} \right|_{y=0} = g I_s h - \frac{d}{dz} \left\{ \int_0^h U W dy - \int_0^h \frac{\tau_{yz}}{\rho} dy \right\} \dots\dots\dots(11)$$

となり、側壁  $z = -B/2$  (ここで、 $B$  は水路幅) から水路中央  $z=0$  まで式(11)を積分すると次式が得られる。

$$g I_s h = \frac{\bar{\tau}_b}{\rho} + \frac{2}{\alpha} \cdot \frac{\bar{\tau}_s}{\rho} \dots\dots\dots(12)$$

ここで、 $\bar{\tau}_b \equiv \frac{2}{B} \int_{-B/2}^0 \tau_b dz, \bar{\tau}_s = \frac{1}{h} \int_0^h \tau_s dy$  は河床及び側壁に沿って平均された壁面せん断応力であり、 $\alpha \equiv B/h$  は水路のアスペクト比である。

式(12)の右辺第2項はエネルギー勾配に及ぼす側壁効果で、アスペクト比  $\alpha$  が十分大きければ二次元乱流の結果に一致する。また、全開辺に沿って平均された壁面せん断応力  $\bar{\tau}_m$  は、

$$\bar{\tau}_m = (\alpha \bar{\tau}_b + 2 \bar{\tau}_s) / (\alpha + 2) = \rho g R I_s \dots\dots\dots(13)$$

となる (ここで、 $R$  は径深)。したがって、 $\phi \equiv \bar{\tau}_s / \bar{\tau}_b$  が既知であれば、式(12)あるいは(13)から  $\bar{\tau}_b$  及び  $\bar{\tau}_s$  が計算され、三次元乱流の流れの抵抗則が得られる。

後述するように、三次元乱流場での主流速分布  $U(y, z)$  は最大流速点が水面より降下するため複雑であり、現在でも定式化されていない。一方、二次元開水路乱流場の  $U(y)$  は Nezu・Rodi (1984)<sup>17)</sup> によって本実験と同じレーザ流速計を用いて高精度に計測され、次式が提案された。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{y U_*}{\nu} \right) + A + \frac{2\beta}{\kappa} \cdot \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \cdot \frac{y}{y_{max}} \right) \dots\dots\dots(14)$$

ここで、 $\kappa=0.41$ ,  $A=5.3$  の普遍定数であり、 $\Pi$  はレイノルズ数  $Re$  の関数で 0 から 0.2 まで変化する。また、 $y_{max}$  は最大流速点までの深さであり、二次元乱流では水深に一致する。式(14)は、 $Re$  数が大きいとき主流域で  $U(y)$  が対数則からずれる効果を Coles の wake 関数で表現したものであり、Log-Wake 則とよばれる。式(14)を使うと、壁面摩擦係数  $f \equiv 2(U_* / U_m)^2$  が次式のように求められる。

$$\sqrt{2/f} = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \sqrt{\frac{f}{2}} \cdot R_s \right) + A + \frac{1}{\kappa} (\Pi - 1) \dots \dots \dots (15)$$

ここで、 $R_s = U_m h / \nu$ ,  $U_m$  は断面平均流速である。

式(15)が河床上及び側壁上にそれぞれ独立に適用可能であると仮定すれば、 $\phi = \bar{\tau}_i / \bar{\tau}_b$  はそれぞれの  $f$  の値の比として計算でき、 $Re \equiv 4U_m R / \nu = 4\alpha / (2 + \alpha) \cdot R_s$  の関数として求められる。

このように本研究では、アスペクト比を系統的に変化させ、二次元乱流の結果と比較することによって三次元乱流の特性を見出し、これに寄与する 2 次流の役割を検討してみる。

### 3. 実験装置及び 2 次流の計測技術

#### 3.1 実験装置及び水理条件

実験は、カールスルーエ大学水理研究所の水路幅 60cm, 高さ 100cm, 長さ 20m の長方形断面の可変勾配型滑面水路で行われた。Table 1 に示すように、水路のアスペクト比  $\alpha \equiv B/h$  は 10 (ケース AW-1), 6

Table 1 Hydraulic conditions for open channel and closed duct flows

(a) Open Channel (Water Flow)

Case	$h$ (cm)	$B/h$	$R$ (cm)	$U_{max}$ (cm/s)	$U_m$ (cm/s)	$\bar{U}_{*b}$ (cm/s)	$\bar{U}_{*s}$ (cm/s)	$Re$ $\times 10^4$	$Fr$	$x/4R$
AW-1	6.0	10.0	5.0	58.70	50.75	2.394	2.074	9.1	0.66	90
AW-2	6.0	10.0	5.0	16.72	14.51	0.764	0.633	2.6	0.19	90
BW-1	10.0	6.0	7.5	55.49	48.64	2.073	1.848	13.7	0.49	60
CW-1	10.1	2.0	5.0	59.01	53.53	2.417	2.376	9.7	0.54	90
CW-2	10.3	1.9	5.1	133.69	122.75	5.196	5.073	23.1	1.22	90
DW-1	19.5	1.0	6.6	58.72	53.55	2.276	2.279	12.8	0.39	68

(b) Closed Duct (Air Flow)

AA-1	4.0	10.0	3.3	716.2	624.1	31.2	27.5	6.0	—	38
BA-1	4.0	6.0	3.0	709.5	616.0	30.4	27.8	5.4	—	42
CA-1	4.0	2.0	2.0	719.7	620.7	31.4	30.2	3.6	—	63

$U_m$  = Mean Velocity at  $z=0$ ,  $\bar{U}_{*b}$  = Mean friction Velocity on bed,  $\bar{U}_{*s}$  = Mean friction velocity on side-wall.

(ケース BW-1), 2 (ケース CW-1) 及び 1 (ケース DW-1) の 4 通り変えられた。最大流速  $U_{max}$  は約 60cm/s とほぼ一定であるから、レイノルズ数  $Re \equiv 4RU_m/\nu$  及びフルード数  $Fr = U_m/\sqrt{gh}$  (ここで、 $R$  = 径深,  $U_m$  = 水路中央軸での断面平均流速) の変化は小さく、2 次流に及ぼす断面形状の影響を検討できる。また、 $B/h=10$  のケース AW-2 では低レイノルズ数にし、 $B/h=2$  のケース CW-2 では射流にして 2 次流に及ぼすレイノルズ数及びフルード数の影響が検討された。

計測断面位置は水路上流端から  $x=18m$  下流に設置された。Gessner (1981)<sup>20)</sup> は、ダクトの 2 次流の発達に関する従来の研究成果を総括し、 $x/4R \geq 60$  で十分に発達した 2 次流が形成されると結論した。この条件を満足するように、AW と BW では水路幅を  $B=60cm$  とし、CW と DW では水路全長にわたってし

きり側壁板を設置し、 $B=20\text{cm}$  とした (Table 1 を参照)。

3.2 レーザ流速計の光学系及び信号処理システム

レーザ流速計の光学系は、受光器の位置によって前方散乱型と後方散乱型に大別される。後方散乱型は、発光器系と受光器系とが同一側にあるため光学系の設定や調整が容易であるが、散乱光の強度が前方散乱に比べて1/100~1/1000と非常に弱いから高強度のレーザ光源が必要であり、通常アルゴンレーザが使用される。本研究では、市販製 (西ドイツの OEI 社製) の後方散乱型のアルゴンレーザ流速計を、出力信号の SN 比を高め、最良のドップラ信号を得るために前方散乱型に改造した。レーザ光は2W出力の高強度であり、青ビーム (波長  $\lambda$  は  $\lambda=488\text{nm}$ ) と緑ビーム ( $\lambda=515\text{nm}$ ) の2色に分光され、さらに各ビームは等強度の2本のビームに分光された。青と緑の2組のビーム構成面は互いに直角にセットされ、周波数シフトを行うためブラックセルを通して計測点で焦点させ、互いに直交した干渉縞を作り、流速2成分の同時計測を行った。各組のビームの交叉半角  $\phi$  は  $\phi=4.6^\circ$  であり、計測点の大きさは  $\Delta x=\Delta y=0.13\text{mm}$ ,  $\Delta z=1.5\text{mm}$  である。受光器は、水路反対側に発光器系とは独立に設置されたが、両光学系の移動装置は精度が0.01mmであり、計測点ごとの光学系の微調整は容易であった。

通常、散乱粒子が発するドップラ・バースト信号は周波数トラッカを用いて流速変動に変換されるアナログ手法がよく用いられるが、この手法では散乱粒子の不連続によっておこる信号欠損 (ドロップアウト) が避けられず、誤差の原因となる。本研究では、SN 比が高い個々のバースト信号のみから流速を算定するデジタル手法を採用し、信号欠損による誤差を回避した<sup>21)</sup>。Fig. 3 に示すように、1個の散乱粒子からのバースト信号はトランジェント・レコーダを用いて1024のデジタルメモリーに記録され、しきい値を設けてSN 比の高い信号のみからゼロクロス法によってドップラ周波数  $f$  が実時間で計算される。この信号処理は自動的にくり返えされ、多数の散乱粒子から得られた  $f$  がマイコンを用いて統計処理される。1個のバーストのサンプル時間間隔は約0.2msecであり、5KHz

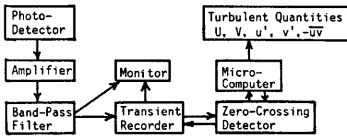


Fig. 3 Signal processing system of Laser Doppler Anemometer (LDA)

程度の流速変動まで解析できるから水流計測では十分に高い周波数応答性である。バーストの集合平均個数は1500個にとられ、これに要する2成分計測の時間は測点ごとに約6分間であった。

3.3 2次流の流速評価方法

青及び緑のレーザ・ビームが水路床に沿ってとられた  $x$  軸となす光軸角度  $\theta$  は目視によって  $\theta=45^\circ$  に設定された。しかし、水路勾配が変化すると、正確な光軸角度はこの設定値より微小角  $\Delta\theta$  だけずれるから、 $x$  軸及び  $y$  軸方向の流速成分  $\hat{u}$  及び  $\hat{v}$  は次の公式から計算される<sup>17)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} \hat{u} &= \frac{1}{\sin 2\theta} \{ \hat{u}_2 \sin(\theta - \Delta\theta) + \hat{u}_1 \sin(\theta + \Delta\theta) \} \\ \hat{v} &= \frac{1}{\sin 2\theta} \{ \hat{u}_2 \cos(\theta - \Delta\theta) - \hat{u}_1 \cos(\theta + \Delta\theta) \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(1)$$

ここで、 $\hat{u}_i = (\lambda_i/2 \sin \phi) \cdot (f - f_i)$  で、 $i=1$  及び  $2$  の成分はそれぞれ青及び緑のレーザビームから得られる瞬間流速である。また、 $f_i$  はシフトされた周波数であり、本実験では  $f_i=50\text{kHz}$  に設定された。

光軸の偏差角度  $\Delta\theta$  は、鉛直方向の平均流速  $V = \bar{v}$  が流れの収支条件すなわち  $\int_{-\theta/2}^0 V(z) dz = 0$  を満足するように決定された。なお、本実験ではすべて  $0.2^\circ$  以内の修正であった。

次に、横断方向の流速成分  $\hat{w}$  をレーザ流速計で計測するにはレーザ光線を河床から入射させねばならず本実験のような大型水路では不可能である。そこで、本研究では十分に発達した乱流条件での連続式(1)を使

って、横断方向の平均流速  $W$  が次式で計算された。

$$W(y, z) = - \int_{-B/2}^z \left( \frac{\partial V}{\partial y} \right) dz \dots \dots \dots (17)$$

式(17)を精度よく求めるために、 $V$  の変化が大きい水路側壁部での計測点を密にし、また  $\partial V / \partial y$  は  $V$  の実験値をスプライン曲線で最適近似してから微分して得られた。計測点数はケース **AW** で最大297測点であり、1ケースの計測に3日間要した。

まず、半水深  $y/h=0.5$  の位置で水路全横断面にわたり ( $U, V$ ) の計測が行われ、その結果の一例をケース **CW** について **Fig.4** に示す。**CW-1** (常流), **CW-2** (射流) とともに水路中央軸  $z=0$  に関してほとんど対称であり、例えば側壁近くの  $2z/B = \pm 0.9$  の位置で左右の  $U$  の値を比較すると、その相対誤差は1.3% (**CW-1**), 1.8% (**CW-2**) であった。2次流成分  $V$  の対称性も非常に良く、流れの偏流や旋回は認められず、良好な直線流れが形成されたといえる。

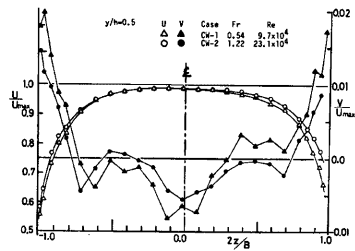


Fig. 4 Spanwise distributions of primary and secondary velocities,  $U$  and  $V$ , against all the channel width at  $y/h=0.5$ . CW-1 is subcritical flow and CW-2 is supercritical flow.

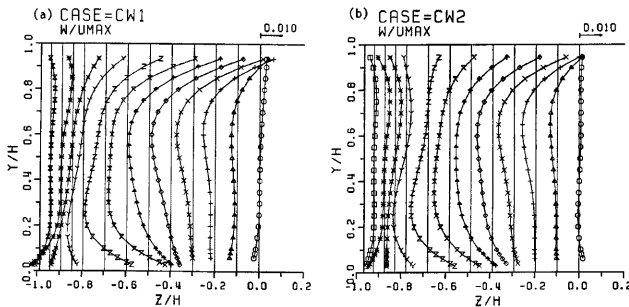


Fig. 5 Spanwise component,  $W$ , of secondary currents calculated from the measured vertical velocity component,  $V$ , by using the equation of continuity

**Fig.5** は、式(17)から計算された  $W(y, z)$  の一例であり、最大流速の  $U_{max}$  で無次元化されている。 $W/U_{max}$  の速度スケールは図中の右肩に矢印で示される。水路中央軸  $z=0$  で  $W/U_{max}$  はほぼ0.1%以内の誤差でゼロとなり、 $W$  の境界条件 (対称条件) を良好に満足している。各断面位置で水深方向に平均された  $\bar{W}(z) = (1/h) \int_0^h W(y, z) dz$  も  $U_{max}$  の0.1%以内の誤差でゼロとなり、流れの収支条件も満足することがわかった。

以上のことから、本実験で得られた2次流データは十分な精度をもち、流れは式(17)が適用できる十分に発達した乱流であると結論される。なお、本実験の開水路流と比較されるダクト流の実験は空気流で行われ、熱線流速計で ( $U, V, W$ ) の流速3成分が計測された<sup>13)</sup> (**Table 1** を参照)。 $x/4R$  は若干小さいが、その計測結果は Melling ら (1976)<sup>22)</sup> の水流ダクトの結果とよく一致し、本実験値と比較・検討が十分できる精度をもつものと考えられる。

#### 4. 実験結果及びその考察

##### 4.1 主流の流速分布 $U(y, z)$

Fig. 6 は、三次元流れの典型例である  $B/h=2$  の主流流速分布  $U(y, z)$  を最大流速  $U_{max}$  で無次元化した示したコンタ図であり、開水路常流及び射流について比較してある。ダクトと開水路での分布は著しく相違し、自由水面の影響が顕著に現われている。ダクト流では最大流速点  $y_{max}$  がダクト中央軸 ( $y_{max}/h=1, z/h=0$ ) に現われ、等流速線はコーナ二等分線に関してほぼ対称で、これに沿って隅角部にはらみ、従来の多くの実験結果と一致する<sup>22)</sup>。一方、開水路流れの最大流速点は常流、射流ともほぼ  $y_{max}/h=0.6$  の深さに現われ、自由水面ではかなり減速されている。常流と射流とは水面形などの水理挙動はまったく異なるが、等流とした本実験では流速分布はほとんど相似で、フルード数の影響はないものと考えられる。CW-1 に比べて、CW-2 の方が壁面近くで  $U/U_{max}$  が大きいのはレイノルズ数  $Re$  の影響である (Fig. 4 を参照)。

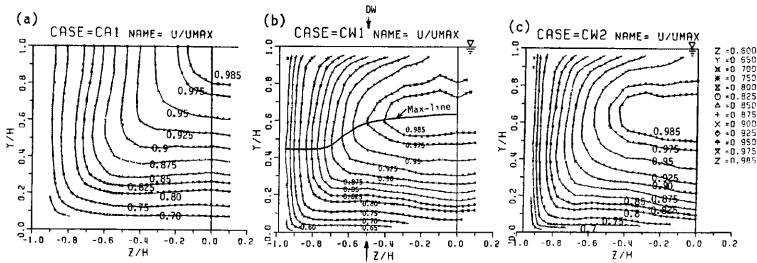


Fig. 6 Iso-velocity lines of primary mean velocity,  $U(y, z)/U_{max}$ , for the aspect ratio of  $B/h=2$ .

(a) Closed duct flow, (b) subcritical open-channel flow and (c) supercritical open-channel flow.

同様に、Fig. 7 は、 $B/h=10, 6, 1$  の各ケースで得られた  $U$  のコンタであり、アスペクト比の影響が検討される。Fig. 7(a') にはダクト流の結果を比較のため併示した。図には各断面位置  $z$  で現われる最大流速点  $y_{max}$  を結ぶ最大流速線を太線で示した。この最大流速線の形状は側壁からの距離  $z'/h=z/h+B/2h$  に対してアスペクト比によらずにほぼ同じであることが注目される。ケース AW-1 を例にとると、 $z'/h=0.5$  すなわち  $z/h=-4.5$  までは DW-1 と、 $z'/h=1.0$  までは CW-1 と、 $z'/h=3.0$  までは BW-1 とそれぞれほぼ同じ分布形状をなしている。すなわち、側壁近くの  $y_{max}/h$  は  $0.4\sim 0.5$  とほぼ一定であり、 $z'/h=0.2$  から増加するが、 $z'/h=0.8$  ではほぼ一定の  $0.6\sim 0.7$  に達し、その後、 $z'/h=1.8$  から再び増大し、 $z'/h=2.2\sim 2.5$  で自由水面に達する。この結果、アスペクト比  $B/h$  が 5 以下の開水路では水路中央軸  $z=0$  の位置でさえ、最大流速点は自由水面下に完全に没し、全断面で三次元流速が現われる。

主流流速分布のコンタ形状に関しても  $z'/h$  に対してアスペクト比によらずにほぼ同一となり、このことは  $B/h$  が大きな流れ場の流速コンタが得られるとこれより小さな  $B/h$  でのコンタを予測できることを示している。 $B/h=10$  のダクト流と比較すると、開水路の最大流速線は長く、自由水面の影響が顕著に現われる。ダクト流のコンタの凸部が Fig. 6 と同様に隅角部に張り出すが、開水路流では最大流速線に沿って側壁方向にほぼ水平に張り出し、2 次流パターンが相違することがこれからも推測される。

次に、Figs. 8 及び 9 はそれぞれ AW-1 及び CW-1 で得られた河床上及び側壁上での主流の対数則を検討したものであり、他のケースでも同様な結果が得られた。図には二次元乱流で適用される式(14)の  $\text{Log} \cdot \text{Wake}$  則を実線で併示した。まず、河床上の鉛直分布に関しては、内部層 ( $y/y_{max} \leq 0.2$ ) の実験値が式(14)の



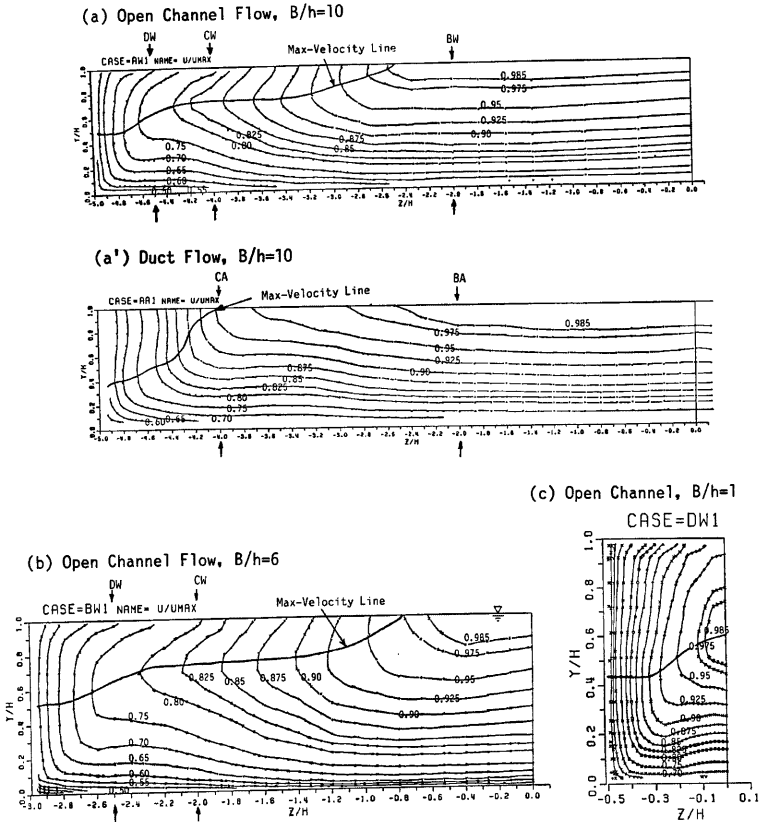


Fig. 7 Iso-velocity lines of  $U(y, z)/U_{max}$  and maximum-velocity line in open channels. (a)  $B/h=10$ , (b)  $B/h=6$  and (c)  $B/h=1$ .

第3項を無視した通常の対数則分布に一致するように最小2乗法を適用して摩擦速度  $U_{*b}$  が決定された。図には、 $U/U_{*b}$  が  $y^+ \equiv yU_{*b}/\nu$  に対してプロットしてある。ケース AW, CW とともに、 $z/h=0.1$  程度の側壁近傍まで内部層内で対数則が良好に成立することがわかる。外部層の流速分布はかなり複雑であるが、最大流速点が水面上に現われる ( $y_{max}=h$ ) 水路中央領域では式(14)の Log・Wake 則に良好に一致し、二次元乱流の特性が現われる。一方、側壁に近づくとき、最大流速点が降下するために外部層の流速は式(14)より高速側にずれるが、この特性はダクト流では見られない開水路特有の現象といえる<sup>13)</sup>。 $z'/h \leq 0.3$  のさらに側壁近傍では側壁の効果を直接受け、より平坦な分布となる。

同様に、側壁上の摩擦速度  $U_{*s}$  が内部層の対数則から評価され、平均流速の水平分布が  $z^+ \equiv z'U_{*s}/\nu$  に対してプロットされた。 $U(z^+)$  は半水深  $y/h=0.5$  程度で式(14)に最もよく一致し、河床側ではこれより低速側に、自由水面側では高速側にずれる。しかし、 $y/h \leq 0.1$  の隅角部を除き、 $U$  の水平分布も内部層で対数則に良好に一致する。

以上の結果は、アスペクト比が異なる他のケースでも同様に得られ、 $y/h \leq 0.1$  及び  $z'/h \leq 0.1$  の水路隅

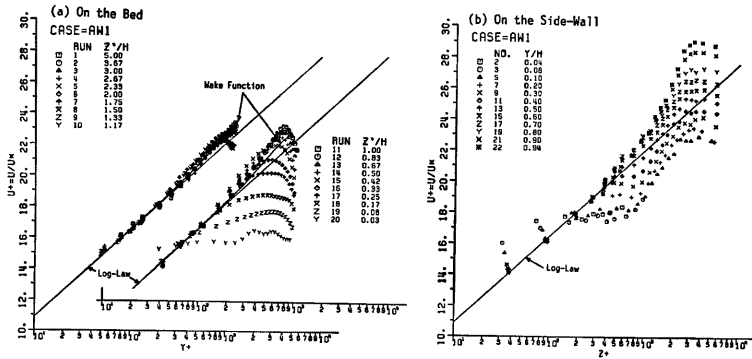


Fig. 8 Log-law description of velocity distributions on the bed and the side-wall for  $B/h=10$

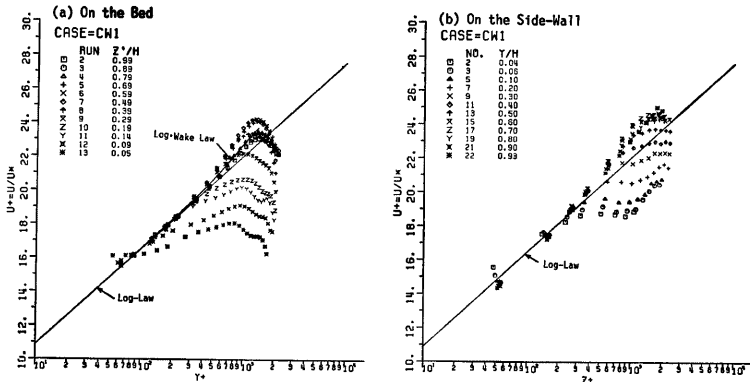


Fig. 9 Log-law description of velocity distributions on the bed and the side-wall for  $B/h=2$

角部を除く全潤辺上で内部層に関する対数則は良好に成立することがわかった。

4.2 壁面せん断応力分布及び最大流速の降下現象

河床面のせん断応力  $\tau_b \approx \rho U_*^2$  が前節の対数則分布から得られた。この結果を横断方向に関する平均値  $\bar{\tau}_s$  で無次元化して Fig. 10 に示し、ダクト流の結果と比較してある。最大流速点  $y_{max}$  での流速  $U_m$  をその断面位置での表面流速  $U_s$  で比をとり、最大流速の降下量 (velocity-dip) の指標として図示した。また、断面平均流速  $U_m(z) \equiv (1/h) \int_0^h U(y, z) dy$  の分布も併示された。最大流速点が降下する  $z'/h \leq 2.5$  の側壁領域に  $\tau_b/\bar{\tau}_s$  の特徴的な分布が現われている。すなわち、側壁から離れたと  $\tau_b$  は急増するが、 $z'/h=0.3$  で極大値に達した後わずかに減少し、 $z'/h=0.7$  程度から再び増加して水路中央部で一定の最大値に達する。ダクト流でも同様な特性が見られる。この  $\tau_b$  の緩い最小値が隅角部の縦渦 (底面渦) の上昇流部に対応するから、移動床ではこの位置に最初の縦筋 (sand ridge) が形成されやすい。一度、縦筋ができるとその隣りに新たな縦渦が形成され、このように縦渦と縦筋との相互作用が水路中央方向に伝播して全横断面内に Fig. 1 のような整然とした縦渦群が形成されるという仮説が提案された<sup>13)</sup>。開水路で見られる  $\tau_b$  の極小値

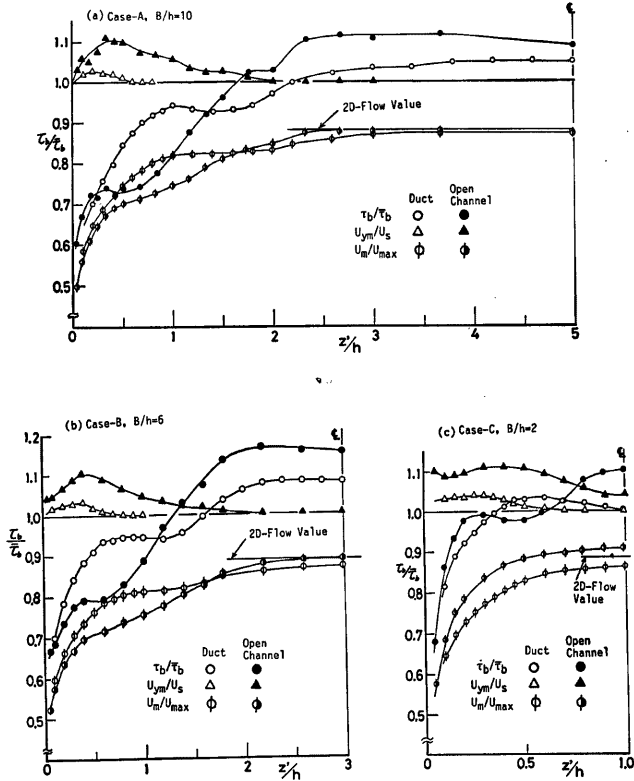


Fig. 10 Spanwise distributions of bed shear stress,  $\tau_b$ , and velocity dip in duct and open channel. (a)  $B/h=10$ , (b)  $B/h=6$  and (c)  $B/h=2$ .

の位置はダクト流に比べてかなり側壁側となり、底面渦のスケールが小さくなることが示唆されるが、このことは実際に後で示される。このような底面渦のスケールの相違を反映して、 $\tau_b(z)$  の分布は開水路とダクト流でかなり違っている。特に、 $B/h=2$  では開水路の中央軸  $z=0$  で  $\tau_b$  は最大値を示すが、ダクトでは逆に極小値を示し、両者の流れの三次元構造がきわめて相違することがわかる。

開水路のもう1つの特徴は、 $\tau_b(z)$  の変動幅がダクトに比べて大きい点であり、水路中央軸上で  $\tau_b/\tau_b=1.1$  程度を示している。 $B/h=6$  及び10の場合、水路中央領域で  $U_m/U_{max}$  の値は式(14)からの計算値とよく一致するが、最大流速点が降下すると  $U_m$  はダクト流に比べてより減少し、流れにくくなる。一方、 $B/h=2$  の  $U_m$  は水路中央軸でも式(14)の二次元乱流値と一致せず、しかもダクト流より大きくなる。これは、水路中央軸でさえ最大流速点が降下すると、 $U_{max}$  の値自体がダクト流より小さくなるためと考えられる。

Fig. 11 に、側壁に沿う壁面せん断応力  $\tau_s$  の分布を示す。 $\tau_s/\tau_b$  は  $y$  が増加すると急増し、ほぼ半水深程度で最大に達したのち自由水面に近づくとき若干減少する。この変化特性はアスペクト比によらないが、 $\tau_s/\tau_b$  の値は  $B/h$  が大きいほど小さくなる。

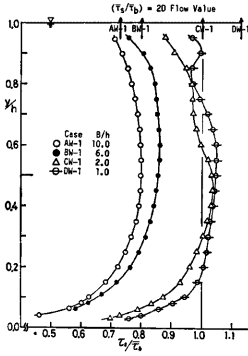


Fig. 11 Vertical distribution of side-wall shear stress,  $\tau_s$

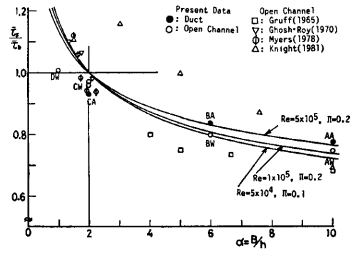


Fig. 12 Variation of  $\bar{\tau}_s/\tau_b$  against the aspect ratio,  $B/h$

Fig. 12 は、側壁に沿って平均された  $\tau_s$  を  $\bar{\tau}_s$  で無次元化して示し、式(5)から計算された理論曲線も併示した。また、プレストン管などを使用して得られた Gruff (1965)<sup>23)</sup>, Ghosh ら (1970)<sup>24)</sup>, Myers (1978)<sup>25)</sup>, Knight ら (1981)<sup>26)</sup> の従来の実験値も示した。二次元乱流の特性が水路中央部に現われる  $\alpha = B/h > 5$  では理論値と本実験値との一致はほぼ良好である。一方、 $\alpha < 5$  では本実験値は理論値より小さく、流れの三次元性が強いと再確認される。従来の実験値には研究者によってかなりバラつきがあり、詳しい比較はできないが、アスペクト比  $\alpha$  が大きいほど  $\bar{\tau}_s/\tau_b$  は小さくなり、式(2)からわかるように流れの抵抗に及ぼす側壁効果はより小さくなることわかる。

4.3 縦渦 (2次流) の分布特性

Fig. 13 は、最も基本的なアスペクト比  $B/h=2$  の流れをとり上げ、2次流 ( $V, W$ ) の分布をベクトル表示したものである。各図の右肩に速度ベクトルの大きさが矢印で表示されている。開水路の2次流の大きさは最大でも  $U_{max}$  の3%程度であるが、Fig. 5 で示したように本実験の2次流の計測精度は0.1%程度あるから定量的検討が十分可能である。開水路とダクトの2次流の大きさはほぼ同程度であるが、両者の2次流パターンは著しく相違している。ダクト流ではコーナ2等分線に沿って隅角部に向う2次流が強く、この2等分線に関してほぼ対称な縦渦が生じている。一方、開水路流では、自由水面近くで水路中央部に向う  $W$  成分が非常に強く、このため水路中央部の広い範囲に下降流が現われる。Fig. 6 の主流速分布と比較すると、

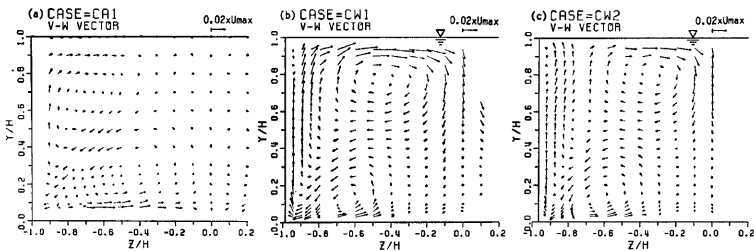


Fig. 13 Vector descriptions of secondary currents ( $V, W$ ) for  $B/h=2$ . (a) Closed square duct flow, (b) subcritical open-channel flow and (c) supercritical open-channel flow.

自由水面近くの  $W$  の大きな値は  $U$  の等流速線の水路中央部への張り出しに対応し、 $z=0$  での  $V$  の下降流は最大流速点の降下に対応している。また、ケース **CW-1** と **CW-2** の 2 次流の分布はほとんど同じであり、常流と射流による 2 次流の差はないといえる。

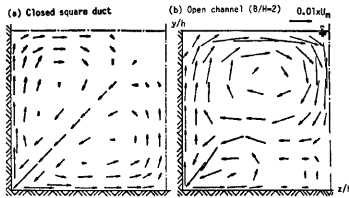


Fig. 14 Numerical simulation of secondary currents for  $B/h=2$  with an algebraic stress turbulence model by Naot and Rodi (1982)<sup>19)</sup>

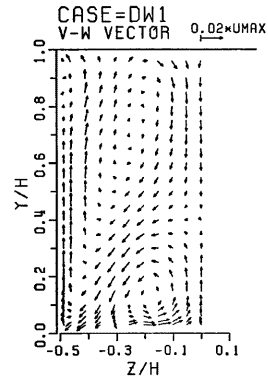


Fig. 15 Secondary currents in open channel with  $B/h=1$

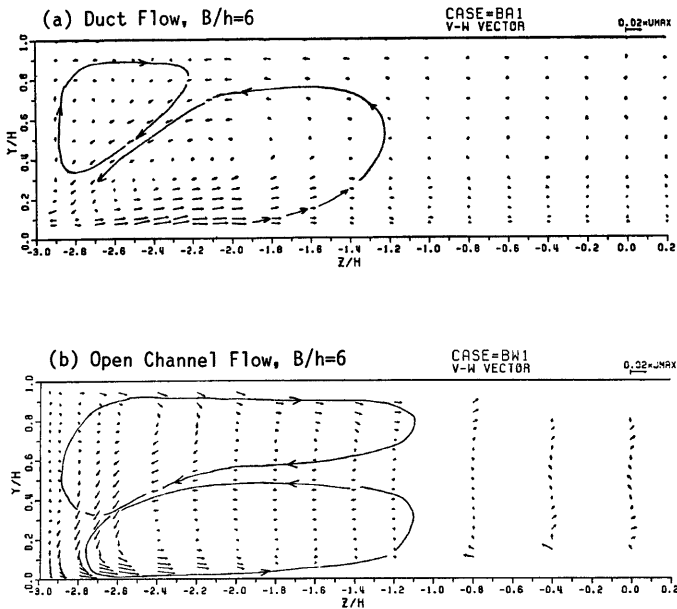


Fig. 16 Secondary currents for  $B/h=6$ .  
(a) duct flow and (b) open-channel flow.

このように自由水面近くに大規模で強い縦渦（以下、水面渦という）が発生するのは自由水面が存在するためであり、開水路流の大きな特徴である。この強い縦渦のため、対となる河床の渦（以下、底面渦という）がダクト流に比べてかなり抑制されて小さくなり、このためFig. 10の底面せん断応力 $\tau_b$ の極大・極小特性がより側壁側に現われたと考えられる。

Naot・Rodi (1982)<sup>19)</sup>は、自由水面の存在によって $y$ 方向の乱れ強度 $v' = \sqrt{v'^2}$ が抑制されるという中川ら (1975)<sup>27)</sup>の実験結果を $k-\epsilon$ 乱流モデルに組み込んで開水路の2次流を数値計算し、Fig. 14に示す結果を得た。Fig. 14の予測された2次流パターンは定量的にもFig. 13の本実験値とよく一致し、きわめて注目される。このことは、開水路流の式(5)の渦度発生項がダクト流に比べて大きくなり、水面渦が促進されたことを良好にモデル化した結果といえる。

次に、Fig. 15に、アスペクト比が小さい $B/h=1$ で得られた2次流の分布を示す。Fig. 13の $B/h=2$ の場合と同様に、最大流速点が水面下に完全に没するため、水路中央軸 $z=0$ で最大流速点に向う強い下降流が現われる。しかし、自由水面近くの $W$ 成分は $B/h=2$ の場合に比べて抑制され、むしろ隅角部に向う通常の2次流が顕著であって、自由水面の効果より側壁の効果強く受けた三次元流れであると考えられる。

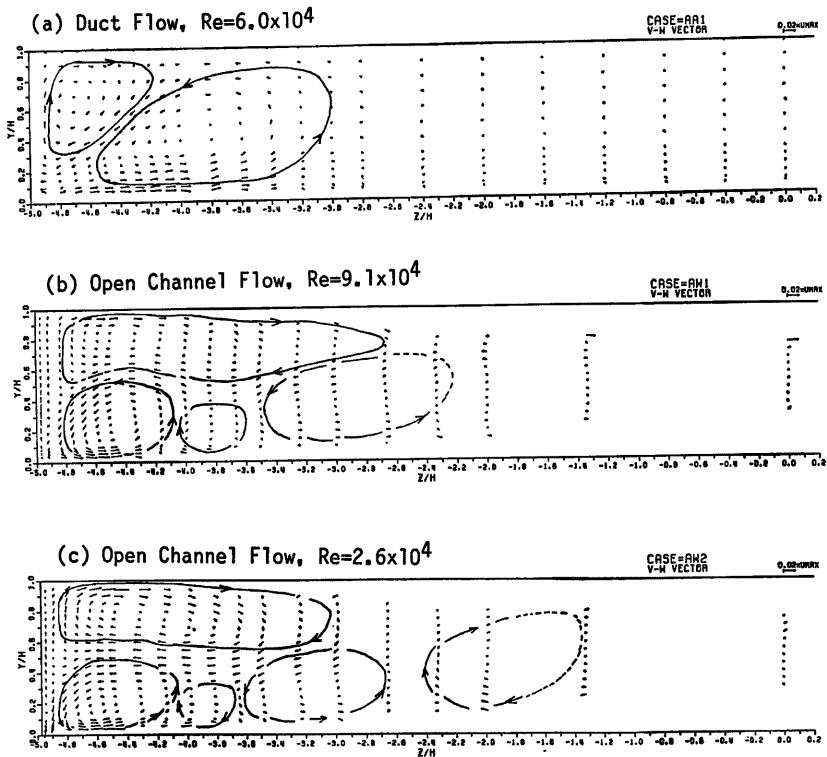


Fig. 17 Secondary currents for  $B/h=10$ .  
 (a) duct flow, (b) open-channel flow in high Reynolds number  
 and (c) open-channel flow in low Reynolds number.

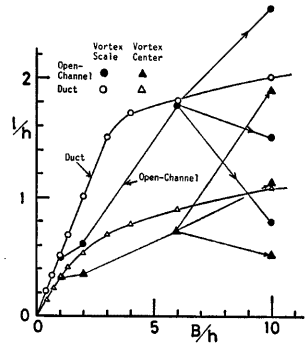
**Figs. 16, 17** に,  $B/h=6$  及び10の2次流の分布を示し, 縦渦の大まかな形状を実線で示した。アスペクト比が大きくなると, ダクト流では見られない次のような開水路特有の縦渦パターンが現われる。

①自由水面に沿う扁平な水面渦が存在する。

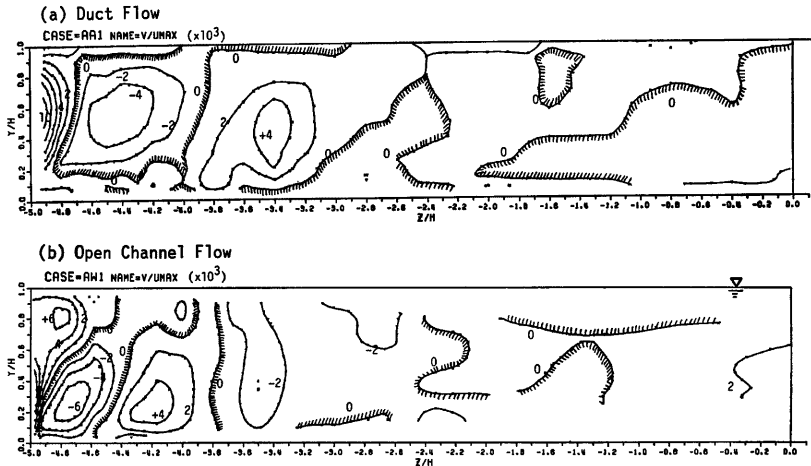
②底面渦は  $B/h$  の増大とともに増加するが,  $B/h$  がある程度大きくなると分裂して小さなセル状の縦渦群になる可能性がある。

まず, アスペクト比  $B/h$  が2より大きいと, 自由水面近くに水路中央に向う強い水平流 ( $W>0$ ) が起り, これに対応して半水深  $y/h=0.5$  程度の深さに側壁に向う水平流 ( $W<0$ ) が現われ, 両者で扁平な水面渦を形成する。この水平流の向きは, **Fig. 7** の主流速分布のコンタの張り出し方向と一致し, 2次流に関する Prandtl の原理<sup>20)</sup> が妥当であることがわかる。このように, 最大流速点  $y_{max}$  が自由水面下に現われる ( $y_{max}<h$ ) 側壁領域に, 扁平な水面渦が形成され, ダクト流とは違った三次元流れとなる。

次に, ②の底面渦の特性は **Fig. 1** の河川で生じる縦渦群の発生機構と関連して注目すべき点である。**Fig. 18** は, 底面渦のスケール  $l$  及び渦中心位置を側壁からの距離で示したものである。 $l$  の評価は大まかであるが, ダクト流では  $B/h$  の増加とともに  $l$  は増大して  $2h$  程度のはぼ一定値に達する。一方, 開水路流では  $B/h=10$  のケース **AW-1** で, 3つの縦渦セルに分裂している。また, **AW-2** では  $z/h=-2$  付近に4つ目の縦渦さえ見えなくもない。現在この原因は不明だが, 水面渦の増大によって引き起こされたと推測される。すなわち, ダクト流の底面渦は鉛直方向にも増大し,  $y/h=1$  のダクト対称面まで成長して安定であるのに対し, 開水路では扁平な強い水面渦が存在するために底面渦の鉛直



**Fig. 18** Variation of bottom-vortex scale against the aspect ratio,  $B/h$



**Fig. 19** Contour lines of vertical velocity component,  $V(y, z)/U_{max}$ , for  $B/h=10$ .  
(a) duct flow and (b) open-channel flow.

方向への発達が抑制され、分裂したものであろう。 $B/h=6$  の底面渦は水面渦と同程度であるが、ダクト流では  $z/h=-2$  の位置で底面近くの2次流の水平成分  $W$  は最大値を示し、安定な縦渦を形成するのに対し、開水路ではその位置での  $W$  はかなり小さく、この底面渦が2つに分裂する可能性がある。

このように分裂した縦渦セルは水深程度の規模であり、Fig. 1 に示したような水路全断面に現われる縦渦

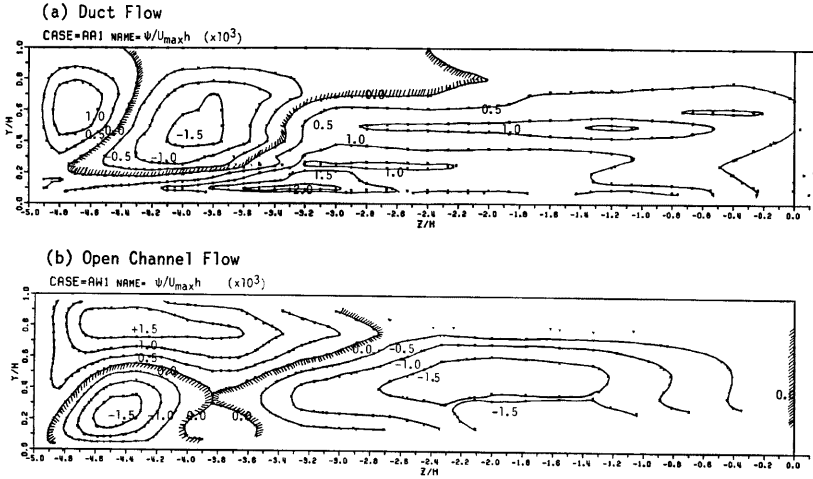


Fig. 20 Contour lines of stream function,  $\psi/U_{max} h$ , for  $B/h=10$ .  
(a) duct flow and (b) open-channel flow.

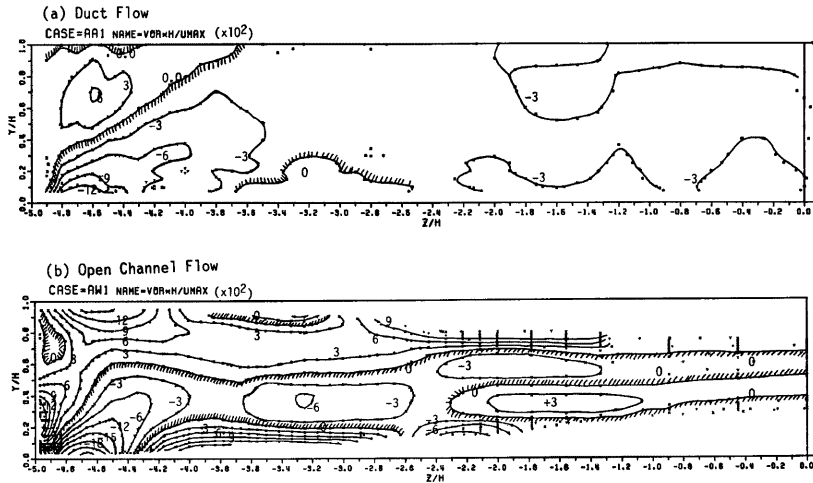


Fig. 21 Contour lines of streamwise vorticity,  $\omega h/U_{max}$ , for  $B/h=10$ .  
(a) duct flow and (b) open-channel flow.



群になるかは検討すべき最大の課題である。Fig. 19 では、実測した 2 次流成分  $V$  の等値線をプロットしたものである。ダクト流に比べて開水路では 2 次流の上昇流部・下降流部のスケールは小さい。最大流速線が水面下に現われる側壁領域には  $V$  の正負が対をなし、セル状の底面渦の存在を示しているが、 $|z/h| \leq 2$  の水路中央部では  $V$  はほぼゼロであり、縦渦の存在は不明確である。この  $V$  の分布から流線  $\psi$  を

$$\psi(y, z) = \int_{-B/2}^y V(y, z) dz \dots\dots\dots (18)$$

で計算し、 $(h \cdot U_{max})$  で無次元化して Fig. 18 に示した。上述したように、開水路ではダクトと比較して、水面渦を示す大規模な等値流線のループが見られ、これによって底面渦の流線が抑制されていることがよくわかる。水路中央部には側壁領域での 2 次流の収支を合わせるように流線分布が得られるが、これは縦渦を表わしているとはいいいがたい。

最後に、Fig. 21 は渦度分布  $\omega(y, z)$  を示した一例である。 $\omega$  は、 $(V, W)$  に関するスプライン近似曲線を微分して式(6)から求められた。ダクト流に比べて、開水路の渦度分布はセル状の縦渦になりやすいことがわかる。しかし、水路中央部では計測点が粗いから、 $\omega$  にはかなりの誤差が考えられ、また値自体も側壁領域の縦渦による渦度よりはるかに小さい。

以上の結果を総合すると、開水路流れは、水面壁が発達し、最大流速点が降下する側壁領域でセル状の底面渦ができやすいが、水路中央部には主流速  $U$  やせん断応力  $\tau_w$  を歪ませるほど強い縦渦は存在しないと考えられる。

4.4 乱れ強度及びレイノルズ応力分布

Fig. 22 は、基本的な 2 次流である CW-1 に関して乱れ強度  $u'$ ,  $v'$  及びレイノルズ応力  $-\overline{uw}$  を平均摩擦速度  $\bar{U}_*$  で無次元化して示したコンタ図である。 $u'$  のコンタの張り出し特性は主流速  $U$  のそれによく似ている。すなわち、ダクト流の  $u'$  はコーナ 2 等分線に関してほぼ対称であるが、開水路では最大流速線付近に  $u'$  の最小値が現われ、この位置から自由水面に向って、 $u'$  が増加する。ダクト流の  $v'$  は流れの対称性からコーナ 2 等分線より上方の値は 2 等分線より下方の  $w'$  の分布に等しくなるはずであり、側壁近くで大きな値を示す。開水路でもこの特性が現われるが、 $v'$  は  $y$  が増加すると単調に減少し、特に  $y/h > 0.9$  で急減する。このように、最大流速点が水面下に降下すると自由水面に向って  $u'$  は増加するが、逆に  $v'$  は減少し、ダクト流に比べて乱れの非一様性は増加することがわかる。本実験では  $w'$  は計測されなかったが、乱れの非一様性が強くなることから式(5)の渦度発生項が大きくなり、大規模な水面渦が発生されると考えられる。 $-\overline{uw}$  の分布は、最大流速線上でほぼゼロとなり、その水面側では負となる。このため  $\partial U / \partial y$  と強い正の相関があり、渦動粘性モデルを拡張した  $k-\epsilon$  モデルの適用が原理上妥当であることが裏づけられる。

同様に、Fig. 23 は  $B/h = 10$  での  $u'$ ,  $v'$  及び  $-\overline{uw}$  の分布を示すものである。最大流速点が降下する側壁領域には Fig. 22 と同じ分布特性が見い出され、水面渦の発生原因が説明される。また、底面渦の上昇流部 ( $|z/h| \approx 4$ ) が高乱れかつ高せん断層になり、Nezu・Nakagawa (1984)<sup>12)</sup> によって解明された縦渦特性に一致する。しかし、 $|z/h| \leq 2$  の水路中央部では  $u'$ ,  $v'$  及び  $-\overline{uw}$  には横断方向の系統的な変化はなく、従来の二次元乱流の特性によく一致する。この結果から、式(5)の渦度発生項はゼロとなり、前述したように安定した縦渦はこの領域では形成されないことが再確認される。

4.5 せん断応力分布に及ぼす 2 次流の影響

Fig. 24 は、 $B/h = 2$  で得られたレイノルズ応力  $-\overline{uw} / \bar{U}_*^2$  の分布をダクトと開水路で比較したものである。粘性応力は壁面のごく近傍しかかかないから、 $-\overline{uw}$  の値は河床近くで  $\tau_w / \rho = \bar{U}_*^2$  にほぼ等しく、 $y/h = 1$  では境界条件によりゼロとなる。このため、ダクトの中央断面 ( $z = 0$ ) での分布は、

$$-\overline{uw} / \bar{U}_*^2 = (1 - y/h) \dots\dots\dots (19)$$

なる直線分布に従い、見かけ上 2 次流が存在しない二次元乱流の分布則で表現できることは後述するように

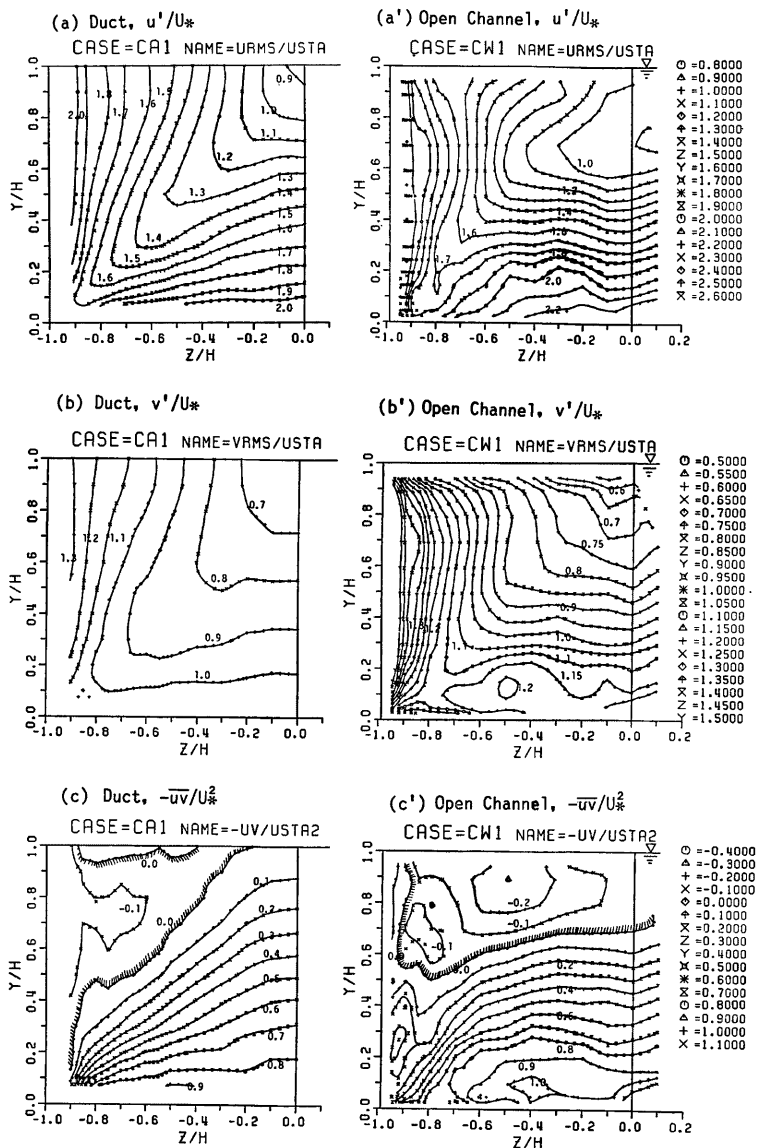


Fig. 22 Contour lines of turbulence intensities and Reynolds stress in closed square duct and open channel of  $B/h=10$ .  
(a)  $u'/U_*$ , (b)  $v'/U_*$ , and (c)  $-\overline{uv}/U_*^2$ .

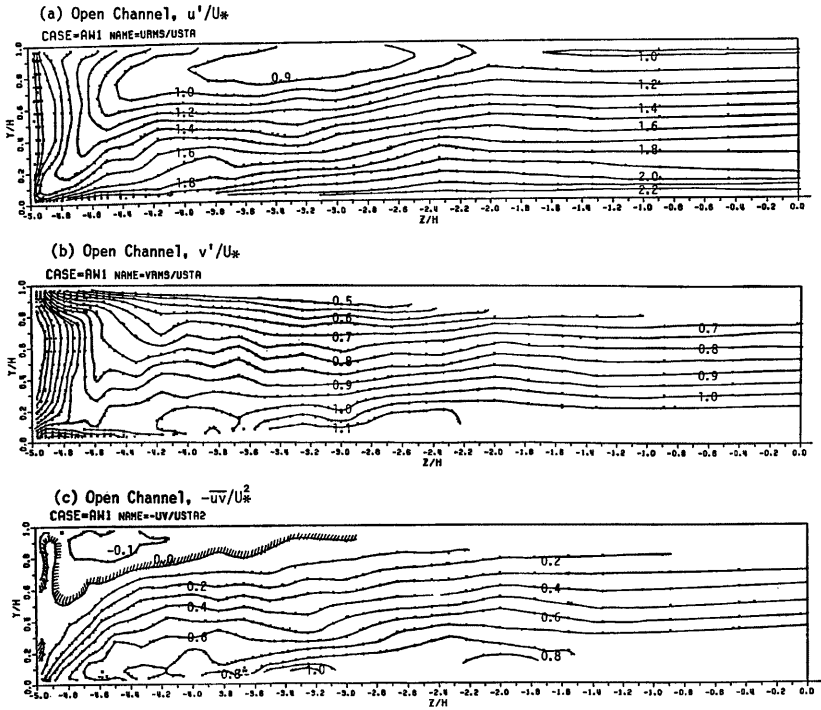


Fig. 23 Contour lines of turbulence intensities and Reynolds stress in open channel of  $B/h=10$ . (a)  $u'/U_*$ , (b)  $v'/U_*$  and (c)  $-\overline{uv}/U_*^2$ .

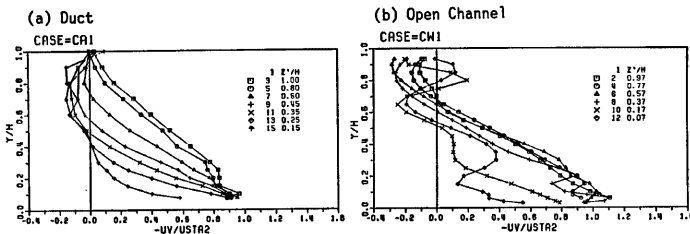


Fig. 24 Vertical distributions of Reynolds stress,  $-\overline{uv}/U_*^2$ , for  $B/h=2$ . (a) duct flow and (b) open-channel flow.

驚くべき結果である。そして、 $z$  が側壁に近づくにつれ、 $-\overline{uv}$  は式(9)から減少し、負の応力が現われる。一方、開水路では中央断面位置 ( $z=0$ ) でも最大流速点が降下するから、負の応力が現われ、式(9)には河床近くを除いて従わない。側壁に近づくとき  $-\overline{uv}$  の値は減少し、負の応力は大きくなるが、側壁のごく近くで再び正となり、ダクト流に比べて特異な変化を示す (Fig. 22 も参照)。

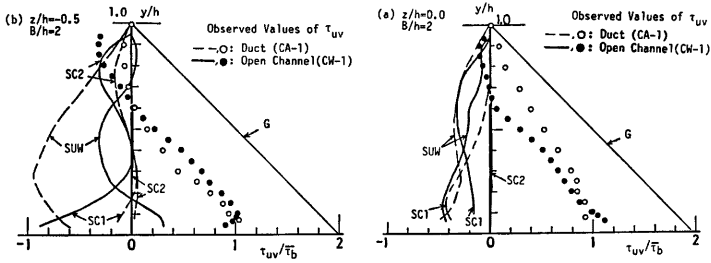


Fig. 25 Contribution of secondary currents to the shear stress,  $\tau_{uv}$ , for  $B/h=2$ . SC1 and SC2 are the secondary current terms,  $G$  is the gravity term and  $SUW$  is the transverse shear stress term of  $\tau_{uv}$ .

次に、このようなせん断応力  $\tau_{uv} = -\rho \bar{u} \bar{v}$  の分布特性に及ぼす2次流の寄与を式(8)から検討し、その結果の代表例を Fig. 25 に示す。なお、開水路実験では、自由水面 ( $y=h$ ) での計測はできないから、式(8)の積分の上端を計測の最上端点  $h_{max}=0.94h$  にとり、 $y=h_{max}$  での計測値を式(8)の境界条件にとった。

重力項  $G$  には側壁効果が式(10)のように加わり、次のように表わされる。

$$G/\bar{\tau}_b = \left(1 + \frac{2}{\alpha} \frac{\bar{\tau}_s}{\bar{\tau}_b}\right) (1-y/h) \dots\dots\dots (20)$$

$\alpha \equiv B/h=2$  では  $\bar{\tau}_s \approx \bar{\tau}_b$  であるから

$$G/\bar{\tau}_b = 2(1-y/h) \dots\dots\dots (21)$$

となる。Fig. 25 の  $G$  項は、4.2 節の対数則から求められた  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  を使って式(20)を示したものであり、開水路及びダクト流ともに式(21)とよく一致する。このように、重力項  $G$  は二次元乱流の式(9)より2倍大きく、両者の差異が2次流効果 SC1, SC2 及び横断方向のレイノルズ応力の効果  $SUW$  として説明される。まず、 $z=0$  の水平中央断面では、 $W$  成分による効果 (SC2) はほとんどゼロである。一方、 $V$  成分の寄与を表わす SC1 の絶対値は、半水深以上でダクトより開水路の方がはるかに大きく、 $\tau_{uv}$  が負となったのは SC1 項によるもの考えられる。 $z/h=-0.5$  の断面位置では、ダクトと開水路で2次流の寄与率が明らかに相違している。ダクトでは SC1 はほとんどゼロであり、SC2 すなわち  $W \partial U / \partial z$  による寄与が  $y/h > 0.5$  で現

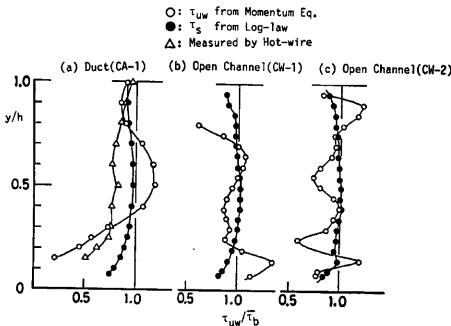


Fig. 26 Comparison of near-side-wall stress,  $\tau_{uv}$ , calculated from the momentum equation with data obtained from the log-law.

われる。一方、開水路では  $y/h < 0.5$  の河床側で  $|SC1| \gg |SC2| \approx 0$ 、逆に  $y/h > 0.5$  の水面側で  $|SC2| \gg |SC1| \approx 0$  となっている。すなわち、前者では上昇流の寄与が大きく、後者では水平流の寄与が大きいことを示す。この特性は、Fig. 13 で明らかに認められる。このように、開水路とダクトでの2次流の相違を反映して、両者の  $SUW$  はかなり異なり、横断方向のレイノルズ応力  $-\bar{u} \bar{v}$  の  $z$  方向に関する分布が両者で相違するものと推測される。

最後に、Fig. 26 は、式(9)の運動量式を  $z/h=0$  から側壁に最も近い測点  $z/h$

$= -0.96$  まで積分して得られた  $\tau_{\text{壁}}$  を示すものである。この  $\tau_{\text{壁}}$  は側壁上のせん断応力  $\tau$  にほぼ等しいと考えられるから、対数則から求められた  $\tau$  を比較のため併示した。また、ダクト流ではホットワイヤで実測された  $\tau_{\text{壁}}$  の実験値も示した。式(9)の計算値には、主流速  $U$ 、2次流  $V$ 、 $W$  及びレイノルズ応力  $-\overline{uv}$  が直接関与するから、これらすべての実験値には非常に高い精度が要求される。 $\tau_{\text{壁}}$  の計算値にはかなり大きなバラつきを示すが、側壁面のせん断応力  $\tau$  に比較的良好に一致し、注目される。この結果は、本実験の2次流計測が流れの三次元構造を運動量式から定量的に検討しうるほど高精度であったことを示す例証と考えられる。

## 5. 結 論

本研究は、直線状河川の三次元構造を解明するために、長方形断面開水路流れで生じる2次流（縦渦）をレーザ流速計を用いて高精度に計測し、その乱流構造を明らかにしたものである。この種の2次流は乱れ強度の非一様性が原因で発生し、主流速の高々2～3%の微流速であるからきわめて高精度の乱流計測が要求される。本研究では、この目的のために、高強度の2色アルゴンレーザ流速計及びこのデジタル信号処理システムがまず開発され、2次流速が十分高精度に計測されることを確めた。次に、水路のアスペクト比を系統的に変化させ、また常流と射流の条件で、水路横断面内の流速分布を詳細に計測した。ダクト流の結果と比較することによって、主流速分布、最大流速点の水面降下特性、壁面せん断応力分布、縦渦パターンなどに及ぼす自由水面の影響が検討された。

本研究で得られた主な知見を列挙すると次のとおりである。

- 1) 水路断面内の主流速の等流速線分布はフルード数やアスペクト比によらずに側壁からの距離によって決まり、側壁から水深の約2.5倍までの側壁領域で最大流速点が水面より降下する。したがって、アスペクト比が5より小さいと水路中央断面でさえ最大流速点が降下し、水路全断面が三次元流れとなる。この三次元乱流構造は、常流と射流でほとんど同じである。
- 2) アスペクト比が5より大きくなると、最大流速点が水面より降下しない水路中央領域では主流速分布は二次元乱流で得られる  $\text{Log} \cdot \text{Wake}$  則に従う。
- 3) 水深の約1割程度の水路隅角部を除いて、全潤辺上で主流速の内部層分布は対数則によく従い、壁面せん断応力が良好に評価される。
- 4) 河床面のせん断応力分布には側壁領域で極大・極小特性が現われるが、これは底面渦（2次流）によって歪まされたものと考えられる。
- 5) 自由水面近くで水路中央に向う2次流の水平成分がダクト流に比べて非常に強く、大規模で偏平な水面渦が形成される。
- 6) 底面渦はアスペクト比が増大すると増加するが、ある程度大きくなると分裂して小さなセル状の縦渦群となる。これは開水路特有の現象であり、偏平な強い水面渦が存在するために底面渦の鉛直方向への発達が抑制され、分裂したものと推測される。
- 7) 乱れ強度  $w'$  は最大流速線付近に最小値が現われ、この位置から自由水面に向って  $w'$  は増加する。一方、 $v'$  は自由水面に向って急減する。したがって、自由水面近くでは乱れ強度の非一様性はダクト流より大きくなり、このため強い水面渦が発生されたものと考えられる。
- 8) 最大流速線より水面側では負のレイノルズ応力が現われるが、これは水面渦によって引き起こされることが運動量解析から明らかにされた。

以上のように、開水路の2次流は、①水面渦が形成される、②底面渦はセル状の縦渦に分裂されやすいことがダクト流に比べて大きな特徴であり、自由水面の存在によって乱れ強度の非一様性が強められた結果と考えられる。この2次流は主流速分布や壁面せん断応力分布をかなり歪ませ、水面渦が存在する側壁領域で最大流速点が水面より降下し、ダクト流に比べてより複雑な三次元構造を示す。しかし、アスペクト比が大

きな水路では、最大流速点が降下しない水路中央領域で主流速及び乱れ特性とも二次元乱流の特性にはほぼ従い、Fig. 1 や Fig. 2 で示したような縦渦群は形成されないことは強調すべき点である。すなわち、自由水面の存在によって乱れの非一様性はダクト流に比べて強められることは事実だが、側壁から十分離れると乱れの非一様性は弱くなり、それだけではセル状の縦渦群を発生させる起因力にならないと考えられる。実際、自由水面効果を  $k-\epsilon$  モデルに組み込んだ Naot・Rodi (1982)<sup>19)</sup> の数値計算でも、アスペクト比が大きくなると水路中央領域の縦渦群は何んも見い出せなかった。

この点におよんで、縦渦と河床形態との密接な関連性に注目すべきである。移動床河床上に縦筋あるいは粗度の不均一が何んらかの原因で起こると、乱れの非一様性が惹起され、1対の縦渦が発生する<sup>12)</sup>。この縦渦は新たな縦筋を形成するだろう。最初の河床条件が完全に平坦水路ならば、側壁領域の底面渦とそれによってもたらされた底面せん断応力の極大・極小分布のために最初の縦筋が形成されると考えられる。このような縦渦と縦筋との相互作用が順次水路横断方向に伝わり、全断面に整然とした縦渦群が形成されると予想される。また、このプロセスは自由水面の存在によって促進されると考えられる。

以上の本研究で対象とした2次流はあくまでも長時間平均で観測される定常な縦渦である。一方、河床近傍にはバースティングで代表される時間的及び場所的にかなりランダムに発生する組織渦が存在し、それが外部層に発達して自由水面まで及び場合があることが報告されている<sup>29)</sup>。このような組織渦はかなり間欠的に生じ、またレイノルズ数が大きくなるとこの渦スケールに対して非常に小さくなるから、本研究で対象とした定常な縦渦とは別物であり、開水路流れは両者が共存した二重構造を示すと考えられる。両者の相互作用は明らかでないが、強いバースティングによって外部層に縦渦が間欠的に発生し、流れの境界条件が整えば(例えば縦筋の形成など)、それが定常な縦渦へと成長する可能性は否定できない。

以上のように、アスペクト比が大きい水路の縦渦群の発生機構を解明するには流れと河床との相互作用が最も重要と考えられ、移動床を含めた種々の河床条件で系統的な実験を行う必要があり、今後の課題としたい。

## 謝 辞

本研究は、第一著者が Alexander von Humboldt 財団の特別研究員として西ドイツのカールスルーエ大学水理研究所 (Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe) に1年間滞在し、W. Rodi 教授のもとで行った実験を解析したものである。本実験の遂行によせられた多くの助言及び理解に対して Rodi 教授及び Humboldt 財団に心から感謝するものである。レーザ流速計システムの開発には、F. Durst 教授及び J. Andreopoulos 博士の助言を得た。実験水路の製作及び計測器機等の準備には D. Bierwirth 技官の協力を得た。また、同研究所滞在中で公私にわたり多くの助言をいただいた所長 E. Naudascher 教授をはじめとする多くの研究所職員また京都大学工学部の諸先生に多大の感謝をするものである。

## 参 考 文 献

- 1) Matthes, G. H. : Macro turbulence in Natural Stream Flow, Trans. Amer. Geophy. Union, vol. 28, 1947, pp. 255-265.
- 2) 木下良作: 航空写真による洪水流の解析, その乱流構造と表面の流れかたの特性について, 日本写真測量学会誌, vol. 6, No. 1, 1967, pp. 1-17.
- 3) Culbertson, J. K. : Evidence of Secondary Circulation in an Alluvial Channel, U. S. Geological Survey, Prof. Paper 575-D, 1967, pp. D214-D216.
- 4) Karcz, I. : Reflections on the Origin of Source Small-Scale Longitudinal Streambed Scours, Fluvial Geomorphology (ed. M. Morisawa), 1973, pp. 149-173.
- 5) 木下良作: 並列らせん流に関する実験的研究 (河道形状と洪水流), 石狩川開発建設部, 1976.
- 6) McLean, S. R. : The Role of Non-Uniform Roughness in the Formation of Sand Ribbons,

- Marine Geology, vol. 42, 1981, pp. 49-74.
- 7) Rajaratnam, N. and Muralidhar, D.: Boundary Shear Stress Distribution in Rectangular Open Channels, La Houille Blanche, N°6, 1969, pp. 603-609.
  - 8) Vanoni, V. A. : Transportation of Suspended Sediment by Water, Trans., ASCE, vol. 111, Paper No. 2267, 1946, pp. 67-133.
  - 9) Allen, J. R. L. : *Sedimentary Structures*, Elsevier, 1984, Chap. 1.
  - 10) Müller, A. : Secondary Flow in an Open Channel, Proc. of XVIII-th Conference of IAHR, No. B.A.3, 1979, pp. 19-24.
  - 11) 中川博次・瀬津家久・富永晃宏：各種河床条件における縦渦を伴う流れの乱流構造，京都大学防災研究所年報第24号 B-2, 1981, pp. 315-338.
  - 12) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Cellular Secondary Currents in Straight Conduit, Jour. of Hydraulic Eng., ASCE, vol. 110, No. 2, 1984, pp. 173-193.
  - 13) Nezu, I., Nakagawa, H. and Tominaga, A. : Secondary Currents in a Straight Channel Flow and the Relation to its Aspect Ratio, *Turbulent Shear Flows 4*, Springer-Verlag, 1985, pp. 246-260.
  - 14) 中川博次・瀬津家久・富永晃宏：開水路流れにおける横断方向の渦構造と大規模乱流，土木学会論文報告集，第312号，1981，pp. 93-105.
  - 15) 大橋・林・青野・小谷：開水路流れにおける大規模乱流構造に関する実験的研究，第29回水理講演会論文集，1985，pp. 779-784.
  - 16) 富永晃宏・江崎一博：開水路の三次元乱流構造に及ぼす側壁および境界粗度の効果，第29回水理講演会論文集，1985，pp. 827-832.
  - 17) Nezu, I. and Rodi, W. : Water Flow Measurements Using a Two-Color Laser Doppler Anemometer, 第2回流れの計測大阪シンポジウム，流れの計測懇談会，1984，pp. 41-57.
  - 18) Bradshaw, P. : Complex Three-Dimensional Turbulent Flows, 8th Australian Fluid Mech. Conference, 1983.
  - 19) Naot, D. and Rodi, W. : Calculation of Secondary Currents in Channel Flow, Jour. of Hydraulics Div., ASCE, vol. 108, HY8, 1982, pp. 948-968.
  - 20) Gessner, F. B. : Corner Flow, 1980-1981 AFOSR-HTTM Stanford Conference on Complex Turbulent Flows, (ed. S. J. Kline et al.), vol. 1, 1981, pp. 182-212.
  - 21) Tropea, C. : Frequency Determination in an LDA Digital Processor, SFB 80/ME/152, Univ. of Karlsruhe, 1980.
  - 22) Melling, A. and Whitelaw, J. H. : Turbulent Flow in a Rectangular Duct, Jour. of Fluid Mech., vol. 78, 1976, pp. 289-315.
  - 23) Gruff, R. W. : Cross-Channel Transfer of Linear Momentum in Smooth Rectangular Channels, U. S. Geological Survey, Water Supply Paper, 1592-B, 1965.
  - 24) Ghosh, S. N. and Roy, N. : Boundary Shear Distribution in Open Channel Flow, Jour. of Hydraulics Div., ASCE, vol. 96, HY4, 1970, pp. 967-994.
  - 25) Myers, W. R. C. : Momentum Transfer in a Compound Channel, Jour. of Hydraulic Research, IAHR, vol. 16, 1978, pp. 139-150.
  - 26) Knight, D. W. : Boundary Shear in Smooth and Rough Channels, Jour. of Hydraulics Div., ASCE, vol. 107, HY7, 1981, pp. 839-851.
  - 27) Nakagawa, H., Nezu, I. and Ueda, H. : Turbulence of Open Channel Flow over Smooth and Rough Beds, Proc. of Japan Soc., Civil Engrs., No. 241, 1975, pp. 155-168.

- 28) Schlichting, H. : *Boundary Layer Theory* (7th ed.), McGraw-Hill, 1979, Chap. 10.
- 29) Nakagawa, H. and Nezu, I. : Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow, *Jour. of Fluid Mech.*, vol. 104, 1981, pp. 1-43.