

縦筋河床上の三次元乱流構造について

Three-dimensional Turbulent Shear Flow Structure over Sand Ribbons

九州大学工学部 大本 照 憲 Terunori OHMOTO
九州大学工学部 平 野 宗 夫 Muneo HIRANO
九州大学工学部 M.S.パルー M.Saleh PALLU

Experimental study was conducted to clarify three-dimensional structure of turbulent shear flow and secondary currents. A fixed wavy bed was used to reproduce the flow pattern over sand ribbons. Cross-sectional distributions of main flow velocity, Reynolds stress and coefficients of eddy viscosity were examined with taking account of the influence of secondary currents. Generation mechanism of secondary currents was investigated on the basis of streamwise mean vorticity equation. From the result, it was confirmed that Reynolds stress ($-\overline{v'w'}$) is the driving force for secondary currents and turbulent intensity difference ($\overline{v'^2} - \overline{w'^2}$) is the resisting force for them, where v' and w' are vertical and spanwise velocity fluctuations respectively, and overbar denotes the time average.

Keywords: secondary currents, sand ribbons, Reynolds stress

1. はじめに

大気では筋雲¹⁾, 海洋ではラングミュア渦²⁾そして河川では縦筋河床³⁾⁴⁾などせん断乱流は縞状のパターンを示すことが多く, それらに共通の支配因子として主流方向に軸を持ち横断方向に境界層厚さの約2倍の長さスケールの間隔で並列する縦渦群の存在が挙げられている。このような縦渦すなわち二次流は, 河川では乱流抵抗則, 物質の移流・拡散, 土砂輸送および水理構造物周辺の流れ等に重要な影響を及ぼすことが認められ⁵⁾工学的に重要な問題を抱えている。著者らは, 前報⁶⁾において初期平坦移動床が縦渦との相互作用によって十分に発達した縦筋河床上で流速測定を行ったが, 河床近傍ではホットフィルム・センサーによる擾乱および河床変形のため計測不可能であった。本研究では, 前報で得られた縦筋河床の幾何形状を模擬した固定波面上において流速変動を計測し, 縦筋河床上の三次元乱流特性を明かにするとともに, 縦渦の発生機構について検討が行われた。

2. 実験装置および方法

実験に使用した水路は、長さ 10 m、幅 30 cm、深さ 30 cm のアクリル樹脂製可変勾配水路で、測定部の長さは 8 m である。使用した座標系および記号の説明を図-1 に示す。縦筋の河床高 y_x は、実測値と比較的適合性の良い次式⁷⁾

$$y_x / \Delta = \{1 - \cos(\tan \phi \cdot (z - z_t) / H_{\max})\} / \{1 - \cos(\tan \phi \cdot b) / H_{\max}\} \quad \dots (1)$$

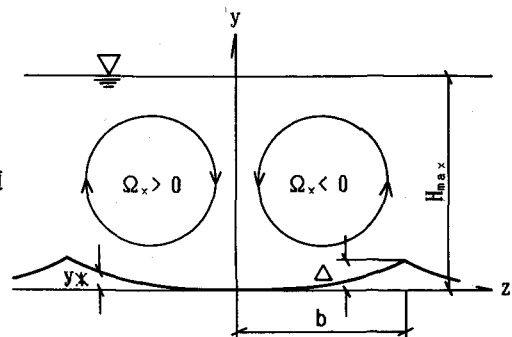


図-1 座標系および記号の説明

によって決められた。ここに、 z は水路横断方向の座標、

Δ および b はそれぞれ縦筋の波高および半波長, ϕ は砂粒の水中静止摩擦角, z_t は Sand Trough 中央位置である。波長, 波高および静止摩擦角は, 図-2 に示す初期平坦移動床から発達した縦筋河床を参考にして, $b=10$ cm, $\Delta=7$ mm, $\phi=37^\circ$ とした。図-3 は上記に従い, 石膏を用いて作製した固定波面を示す。なお, 河床には粗度として中央粒径 1.7mm のポリスチレン粒子を一樣に貼付けている。流速測定は, 表-1 の水理条件下で水路入口より 6 m 下流位置において行った。センサーには, 熱線流速計システムに x 型エンドフロー・プローブを使用し, 流速の主流方向成分と鉛直方向成分の同時計測および主流方向成分と横断方向成分の同時計測を同一地点で行った。計測結果は, サンプルリング周波数 75 Hz で AD 変換した後, 一測点 4096 個のデータに関して統計処理を施した。

表-1 実験条件

流 量	$Q=6.24$ l/sec
最大水深	$H_{max}=4.82$ cm
平均流速	$U_m=45.55$ cm/sec
摩擦速度	$u_* = 3.37$ cm/sec
水路勾配	$I_0=1/400$
レイノルズ数	$Re=18415$
フルード数	$Fr=0.66$

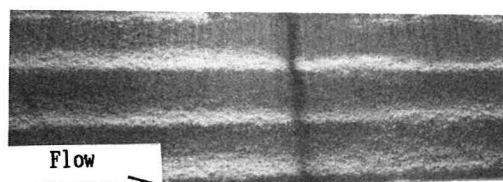


図-2 縦筋河床 (移動床)

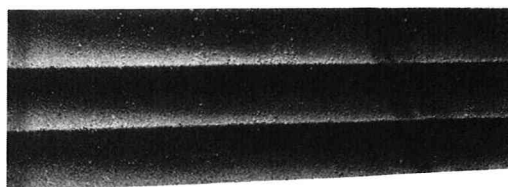


図-3 縦筋河床の模型 (固定床)

3. 実験結果および考察

(1) 主流速 U

図-4 は, 主流速の実測値を片対数紙にプロットしたものである。無次元化に用いた摩擦速度は $U_* = \sqrt{g \cdot H_m \cdot I_0}$ で与えられた。ここに, H_m は縦筋間の平均水深, g は重力加速度, I_0 は水路勾配である。縦筋河床上の全ての位置で河床から半水深付近までは, ほぼ直線分布を示し対数分布則が成立することが認められる。しかし, 半水深から自由水面に向かうに従って, 直線分布から次第にそれ, Ridge 近傍では下に凸型, Trough 近傍では上に凸型の曲線形を呈する。このような分布傾向は Ridge 付近では上昇流, Trough 付近では下降流が存在するためである。Ridge 近傍の流れは, 吹出しを伴う浸透層上の乱流境界層および逆圧力勾配の乱流境界層に類似し, 一方, Trough 近傍の流れは吸い込みを伴う浸透層上の乱流境界層および順圧勾配の乱流境界層に類似することが窺える⁸⁾。図-5 は主流速の横断方向分布を示す。図より, 河床近傍の $y=9.5$ mm では, 主流速は Trough から Ridge に向かって放物線状に低下すると共に, Ridge 上では主流速の横断方向に関する微分は不連続

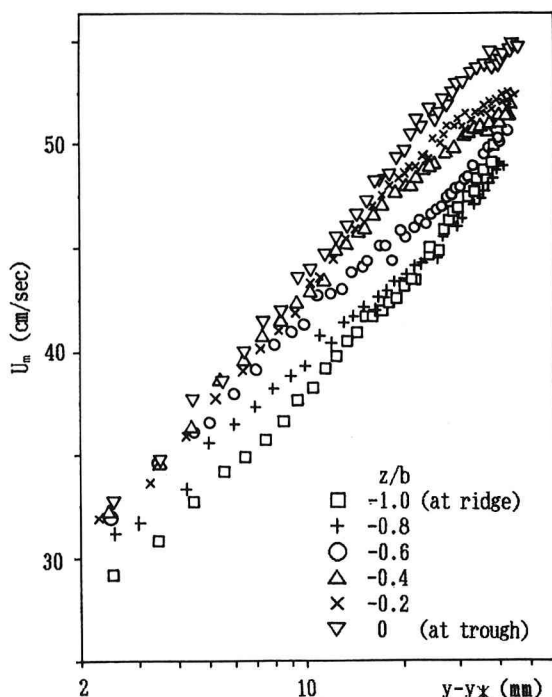


図-4 主流速 U の鉛直分布

である。壁面から離れるに従って、主流速は滑らかな Cosine 曲線に近い分布形を示すことが見られる。なお、Trough と Ridge における速度差は、壁面付近で極大値を示し断面平均流速の33%にまで達し、鉛直上方に向かって次第に減少することが認められる。

(2) 二次流 V , W

図-6 は二次流の鉛直方向成分 V の横断分布を示したものである。移動床実験で測定された結果と同様に、Ridge 付近で上昇流、Trough 付近で下降流という縦筋と縦渦との基本的関係が

明瞭に現れている。また、上昇流および下降流とも、半水深付近で最も大きく、Ridge 直上で極大値を取り、その値は断面平均流速の約3%、摩擦速度の約50%であり、一方、Trough 直上では極小値を取り、その値は断面平均流速の約2%、摩擦速度の約35%であることがわかる。

図-7 は、二次流の横断方向成分 W の鉛直方向分布を示したものである。河床から半水深付近までの領域では、Trough から Ridge に向かう平均流、半水深から自由水面までの領域では逆に Ridge から Trough に向かう平均流の存在することがわかる。図-6 と図-7 から、Trough 上方から下降する高速流の流体塊は、衝突噴流から生じた壁面噴流に類似した形で河床に沿って加速され Ridge 近傍で減速されて浮上し、さらに自由水面に沿って Trough 上方まで移流し、再び下降するという一連のサイクルを繰り返す三次元的挙動を示すことが考えられる。

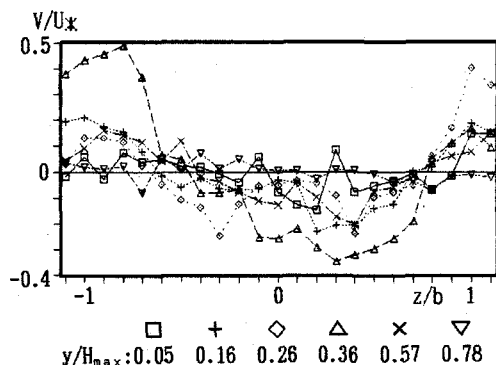


図-6 二次流 V の横断分布

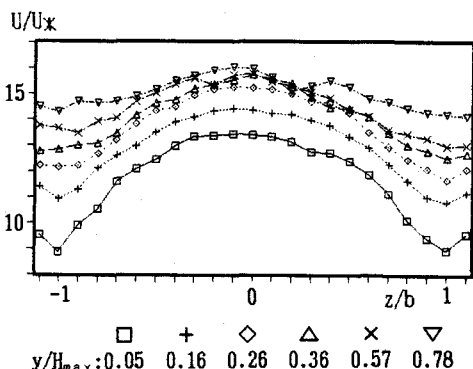


図-5 主流速 U の横断分布

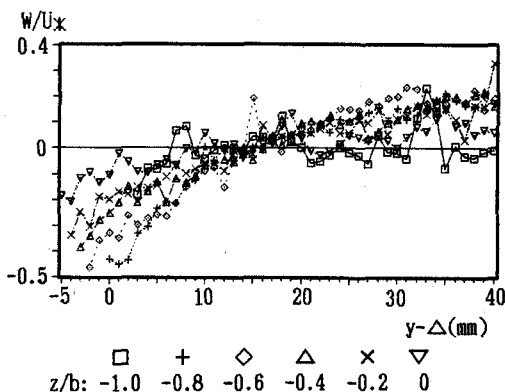


図-7 二次流 W の鉛直分布

(3) 乱れの強さの差 $(\overline{v'^2} - \overline{w'^2})$ およびレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$, $-\overline{u'w'}$

図-8 は、横断方向と鉛直方向の乱れの強さの差を横断方向にプロットしたものである。 $(\overline{w'^2} - \overline{v'^2})/Ux^2$ は、横断方向に大きな変動を示し、Ridge 上で極大値、Trough 上で極小値を取り、鉛直上方に向かって低減する。さらに詳細に見れば、 $(\overline{w'^2} - \overline{v'^2})$ の y に関する微分値は、 $-1 < z/b < 0$ では z 方向に増大し、 $0 < z/b < 1$ では減少することがわかる。即ち、 $-1 < z/b < 0$ の領域では $\partial^2 / \partial y \partial z (\overline{w'^2} - \overline{v'^2}) < 0$ 、 $0 < z/b < 1$ の領域では、 $\partial^2 / \partial y \partial z (\overline{w'^2} - \overline{v'^2}) > 0$ の傾向を持つ。このような傾向は、壁面に縦横粗度を設けた風洞実験において得られた橋津、中川の結果³⁾とも一致することが認められた。図-9 は、主流方向と鉛直方向の流速変動から成るレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ の鉛直方向分布を示したものである。 $-\overline{u'v'}$ は、Ridge 上で上に凸型、Trough 上で下に凸型の分布形である。また、上昇流および下降流の弱い河床近傍および自由水面では、Ridge と

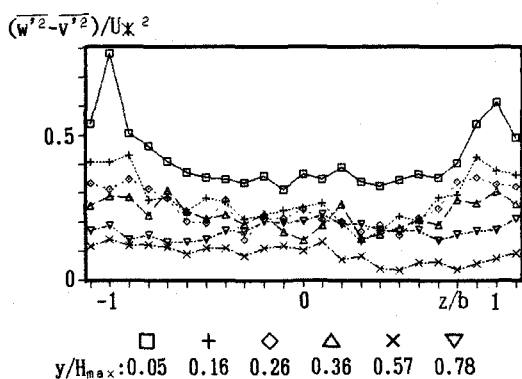


図-8 乱れの強さの差 $(w'^2 - v'^2)$ の横断分布

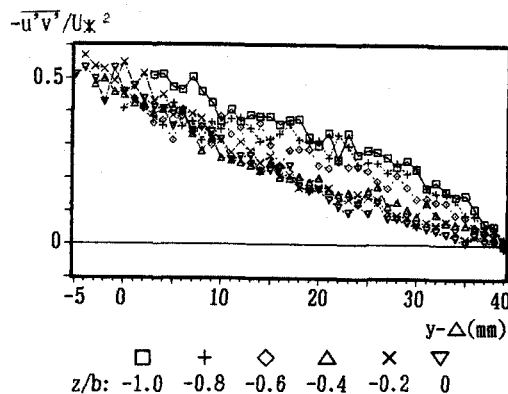


図-9 レイノルズ応力 $-u'v'$ の鉛直分布

Troughにおいて、 $-u'v'$ は近い値を示し、二次流の影響が強い半水深付近では Ridge と Trough における $-u'v'$ の差は極大値を取ることがわかる。図-10は、主流方向と横断方向の流速変動から成るレイノルズ応力 $-u'w'$ の横断分布を示したものである。図より、 $-u'w'$ は $-1 < z/b < 0$ では $-u'w' > 0$ 、 $0 < z/b < 1$ では $-u'w' < 0$ である。これは、主流方向の運動量がTroughから Ridgeに向かって輸送されたためであることは図-5を参照すれば $-1 < z/b < 0$ では $\partial U / \partial z > 0$ 、 $0 < z/b < 1$ では $\partial U / \partial z < 0$ であることから明かである。

(4) 渦動粘性係数 ϵ_u , ϵ_z

渦動粘性係数 ϵ_u および ϵ_z は、それぞれ次式

$$\epsilon_u = -\overline{u'v'} / (dU/dy) \cdots \cdots (2) \quad \epsilon_z = -\overline{u'w'} / (dU/dz) \cdots \cdots (3)$$

によって定義される。図-11は ϵ_u の鉛直分布を示したもので、図-4と9に示された主流速 U とレイノルズ応力 $-u'v'$ の実測値から求められた。全般的に ϵ_u は、主流速に対数分布則、レイノルズ応力 $-u'v'$ に二次元開水路せんだん応力分布を適用して得られる二次曲線に近い分布形であることがわかる。

図-12は ϵ_z の横断分布を示したものである。 ϵ_z の算定におけると同様に、式(3)を基に、図-5と10に示された主流速 U とレイノルズ応力 $-u'w'$ の横断分布から求めた。かなりのばらつきは見られるが、平均的には ϵ_z は鉛直方向には河床から離れるに従って増大し、横断方向には Ridge 近傍において極大値を取る傾向にあることがわかる。ところで、Lau-Krishnappan¹⁰⁾は他の研究者による広幅の直線開水路流れにおける ϵ_z の実験結果を収集・整理した結果、 $\epsilon_z / (Ux \cdot H_{max}) = 0.1 \sim 0.2$ であることを示し、さらにデータのばらつきを小さくするために無次元化スケールとして水深に代わって水路幅を用いて再整理し、水路幅・水深比との関係を検討した。しかし、Fisher等¹¹⁾も指摘している様に、水路幅を用いて無次元化した場合の ϵ_z の値は、水路幅の影響を受けて水路幅・水深比に対して大きな変動を示し、あまり得策な方法ではない。さらに、レイノルズ数の大きい広幅の直線開水路流れにおいては水深スケールの縦渦が卓越することから、 ϵ_z の無次元化スケールとして水深と摩擦速度を用いるべきであると考えられる。

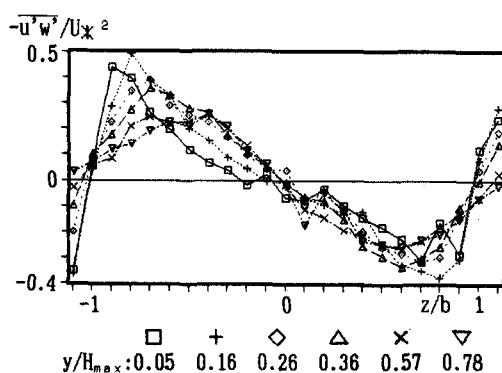


図-10 レイノルズ応力 $-u'w'$ の横断分布

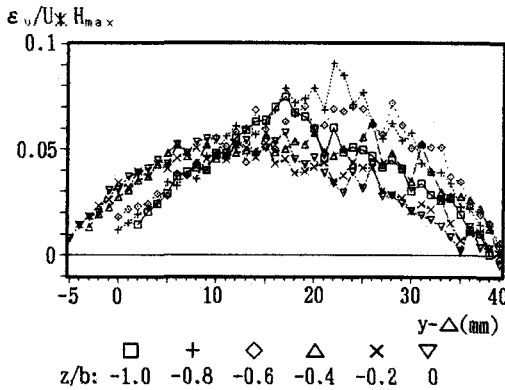


図-11 渦動粘性係数 ε_v の鉛直分布

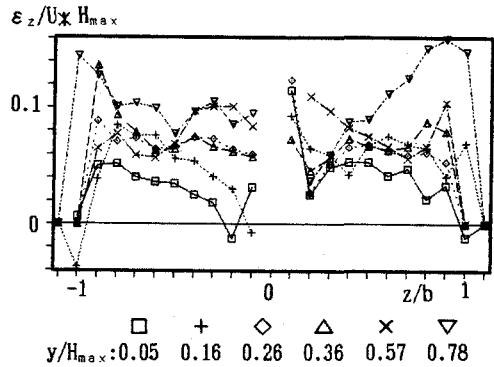


図-12 渦動粘性係数 ε_z の横断分布

4. 二次流の発生機構に関する検討

二次流の発生・維持機構については、Prandtl¹²⁾を始めとする数多くの研究者によって現象論的、半理論的研究が行われて来たが、依然、不明の点が多い。ここでは、上述の実験結果に基づき、渦度方程式を用いて二次流の発生機構について検討を行う。主流方向に流れが一様で、レイノルズ数の大きく十分に発達したせん断乱流においては、粘性項の影響を無視でき、主流方向の渦度方程式は

$$d\Omega_x/dt = \partial^2/\partial y \cdot \partial z (\overline{v'^2 - w'^2}) + (\partial^2/\partial y^2 - \partial^2/\partial z^2)(-\overline{v'w'}) \dots (4)$$

によって与えられる。ここに、 $\Omega_x = \partial W/\partial y - \partial V/\partial z$ である。

図-1に示すように、 Ω_x は $-1 < z/b < 0$ では $\Omega_x > 0$ 、 $0 < z/b < 1$ では $\Omega_x < 0$ となる。ところで、右辺第一項は図-8からわかるように $-1 < z/b < 0$ ではマイナスの値、 $0 < z/b < 1$ ではプラスの値を取り、 Ω_x とは符号が逆となり、二次流に対して抑制項となる。

次に、右辺第二項は、 $-\overline{v'w'}$ の直接測定が現段階では不可能であるため次式

$$-\overline{v'w'} = \varepsilon_v \cdot \partial W/\partial y - \varepsilon_z \cdot \partial V/\partial z \dots (5)$$

によって求められた。図-13は $-\overline{v'w'}$ の $z/b = -0.6$ における鉛直分布を示したもので、式(5)を基に図-6, 7, 11および12に近似曲線を適用して算定された結果である。図より明らかなように、 $-\rho \overline{v'w'}$ は流体粒子に対して横断方向のせん断力として河床近傍では Trough から Ridge に向かう方向に強く作用し、壁から離れた半水深より上方では逆に Ridge から Trough に向かう方向に作用することが認められる。また、 $-\overline{v'w'}$ を y に関して二階微分した値はその鉛直分布からわかるように河床近傍ではプラスの符号を取り、 Ω_x と符号が一致する。

以上のことから、二次流の発生原因として定説化されてきた乱れの強さの差 ($\overline{v'^2 - w'^2}$) は、実際には二次流に対して減勢作用として働き、横断方向のみかけの剪断力 ($-\rho \overline{v'w'}$) が二次流を発生させる駆動力としての作用を持つことが認められた。

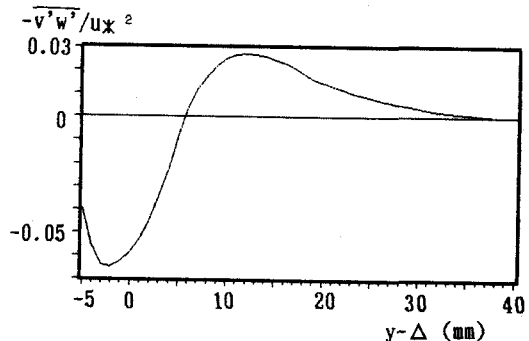


図-13 レイノルズ応力 $-\overline{v'w'}$ の鉛直分布 ($z/b = -0.6$)

5. まとめ

従来、壁面せん断乱流場における大規模渦は馬蹄形の渦モデル¹³⁾によって適切にその特徴を表現されているが、二次流との関係が明瞭ではなく、さらに二次流は乱流構造に直接的影響を持たない不活性運動¹⁴⁾ (Inactive Motion) に近い扱いを受けて来た。本実験結果から、二次流の駆動力は鉛直方向と幅方向の流速変動から成るレイノルズ応力 $(-\rho \overline{v'w'})$ であり、乱れの強さの差 $(\overline{v'^2} - \overline{w'^2})$ は、圧力と同様の効果を持ち、レイノルズ応力の非主対角成分によって歪んだ流れ場を一様化する働きを持ち、二次流の発達に対して抑制効果として働くことが明かにされた。

また、二次流は平均流から乱れにエネルギーを効率良く補給するために剪断乱流場に内在する三次元構造という本質的特徴を最も顕著に表した結果として生ずるものと理解される。

参考文献

- 1) Kuetter, J.P. (1959): The Band Structure of The Atmosphere, Tellus, 11, pp. 287-294
- 2) Weller, R.A. (1985): Science 227, 1552-1556
- 3) Iaakov, KARCZ (1966): HARROW MARKS, CURRENT-ALLIGNED SEDIMENTARY STRUCTURE, Jour. Geology, Vol. 75, pp. 113-121
- 4) J.K. CULBERTSON and A.N. MEX: EVIDENCE OF SECONDARY CIRCULATION IN AN ALLUVIAL CHANNEL, USGS, Pro. Paper, 575D, 1967
- 5) 今本, 宇民, 上野, 日繁喜, 仲井: 開水路流れの大規模乱流構造と構造物周辺の局所流との関連について, 京都大学防災研究所年報, 第22 B-2, pp. 469-490
- 6) 大本, 平野: 縦筋河床の形成領域と乱れに関する実験的研究第32回水理講演会論文集, pp. 443-448
- 7) 大本, 平野: 縦筋河床の形成領域と掃流力の分布特性に関する研究, 土木学会論文集, No. 399, II-10, 1988
- 8) HERMANN SCHLICHTING: Boundary-Layer Theory (the 7th edition), McGRAW-HILL BOOK COMPANY, 1979
- 9) NEZU, I., NAKAGAWA, H: Cellular Secondary Currents in Straight Conduit, ASCE, Vol. 110, No. HY2, pp. 173-193, 1984
- 10) Y. Lam LAU, Bommanna, G. KRISHNAPPAN: Transverse Dispersion in Rectangular Channels, ASCE, Vol. 103, No. HY10, pp. 1173-1189, 1977
- 11) H.B. FISCHER, E.J. LIST, R.C.Y. KOH, J. IMBERGER, N.H. BROOKS: MIXING in INLAND and Coastal Waters, ACADEMIC PRESS, 1979
- 12) Ludwig Prandtl: 流れ学(上), コロナ社, 1978
- 13) 中川, 橋津, 富永: 開水路流れにおける横断方向の渦構造と大規模乱流, 土木学会論文集, 第312, pp. 93-105, 1981