

複断面開水路流れの水理特性について (6)

今本 博健・石垣 泰輔・塩野 耕二

ON THE HYDRAULICS OF AN OPEN CHANNEL FLOW IN COMPLEX CROSS SECTION (6)

By *Hirotake* IMAMOTO, *Taisuke* ISHIGAKI and *Koji* SHIONO

Synopsis

The velocity distribution together with a stage discharge curve obtained by experiments for a compound open channel are discussed. The distribution of the velocity between the main channel and the flood plain is founded to be closely related to two mixing processes which are dominated by shearing and secondary flows. A new method is proposed for calculating a stage discharge curve which shows good agreement with experimental data.

An application of the turbulence models is also discussed in this paper. The results obtained by the models are compared with the accurate data of turbulence data by using a 3-component LDA. The model results show good agreements with experimental data in a rectangular open channel, but not enough in a compound open channel.

1. はじめに

複断面開水路流れの低水路と高水敷の境界部では流体が混合するため、3次元流れとなる。境界部の混合機構について、横断面流況の可視化結果に基づいて検討してきた結果¹⁻³⁾、2種の混合機構が存在することを指摘した。すなわち、第1の混合機構は、2次元混合層と同様に水平方向の速度差に起因する2次元的な流体混合であり、第2の混合機構は、高水敷先端に生ずる斜昇流に起因する縦渦による流体混合である。このように、境界部の流れは複雑であり、速度の横断分布も極大値と極小値を有する分布となっている。本報では、2種の混合機構が存在する境界部の速度分布を、既報の可視化法による流れの構造に関する知見と、2組のレーザ・ドップラー流速計（以下LDAと略記）を用いた速度3成分同時計測法⁴⁾による結果および流下方向速度の横断分布計測結果に基づいて、その表示方法について検討するとともに、流量算定法についても検討を加える。また、3次元性の強い流れにも適用可能な乱流モデルの一種である代数応力モデルの適用性についても検討を加えた。

2. 低水路・高水路境界部の速度分布に関する検討

2.1 境界部の乱流構造

複断面開水路流れでは、低水路と高水敷上流れの速度が異なるために境界部で流体の混合が生じ、流れの抵抗が増加する。既報¹⁻³⁾では、横断面内流況の可視化結果をもとに、横断面内の2次流の挙動、低水路

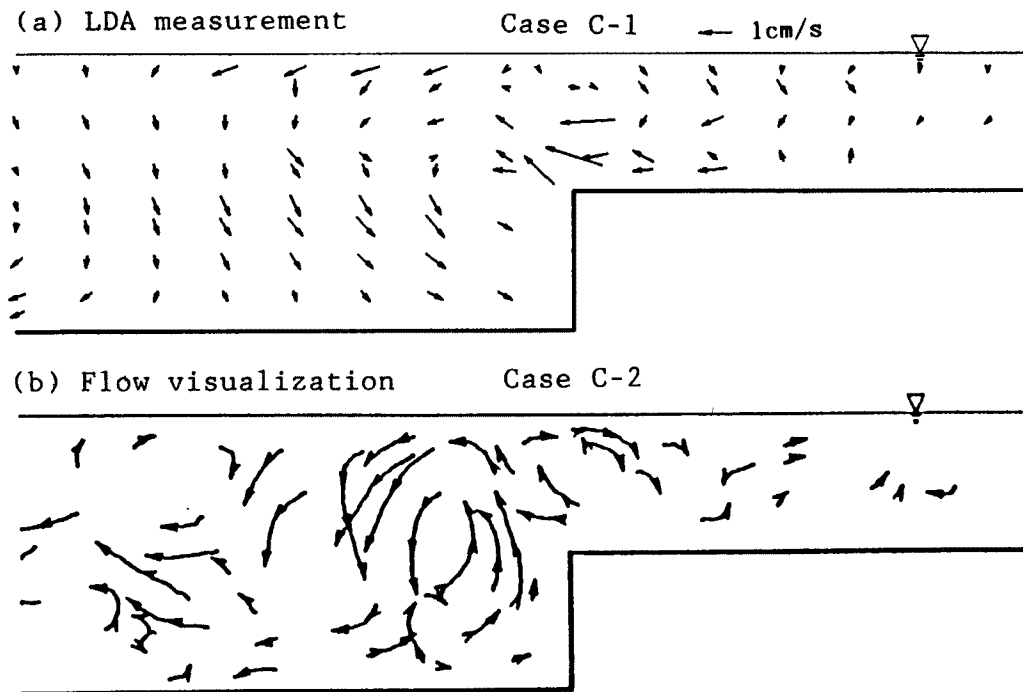


Fig. 1. Secondary flow in a compound open channel obtained by LDA measurement, (a), and flow visualization, (b).

流れと高水敷上流れの混合現象について検討を加えた。得られた主な結果をまとめるとつぎのようになる。

1) 低水路流れと高水敷上流れの混合現象を、流れの可視化結果をもとに検討した結果、複断面開水路流れの混合域には2種の混合機構が存在することが指摘された。第1の混合機構は、2次元混合層と同様に水平方向の速度差に起因する2次元的な流体混合であり、第2の混合機構は、高水敷先端に生ずる斜昇流に起因する縦渦による流体混合である。

2) 混合域の渦列と2次元混合層の渦列の特性を比較した結果、いずれの渦間隔分布も対数正規分布することが知れ、両者が類似した現象であることが指摘された。また、複断面開水路流れの2種の混合機構のいずれについても、その発生間隔が対数正規分布に従うことを実験結果で示し、2種の混合機構が同様の統計的特性を有することが知れた。

以上の結果は、流れの瞬間速度場における結果より得られたものであるが、平均速度場での結果では Fig. 1 に示すような2次流ベクトルの分布が得られる。この結果は、同図に併示した横断面可視化結果⁵⁾ が示す斜昇流によって誘起される2次流セルの存在を示している。しかしながら、前述したように、境界部には2種類の混合機構が存在し、第2の混合機構が平均速度場の結果にも表れるのに対し、第1の混合機構は平均化により隠される結果となる。なお、ここに示した2次流ベクトルの計測結果は、長さ8 m、幅40 cm、深さ23 cmの側壁ガラス製の可変勾配直線水路内に、幅20 cm、高さ $h=2.1$ cmの高水敷を片側に設置した複断面水路で計測したものであり、路床勾配を1/800とした。なお、LDAのサンプリング率を90%以上とするために高水敷をガラス製とし、前方散乱方式で計測しており、各点ではサンプリング周波数200 Hz、データ数30,720個で速度3成分の同時計測を行なった。本報で用いた実験結果の水路条件を Table 1 にまとめて示す。

Fig. 2 は、Fig. 1 の計測で得られた高水敷上半水深高さにおける流下方向速度 U 、乱れエネルギー k およびレイノルズ応力の横断分布を示したものである。図より、境界部の速度は、高水敷に近づくにつれて減少し、高水敷先端付近で極小値を持つ分布形を示すことが知れる。その分布形は、レイノルズ応力—

Table 1. Hydraulic conditions

Case	Discharge	Channel width B (cm)	Water depth H (cm)	Slope I	Flood-plain		Reynolds number Re	Froude number Fr
	Q(1/s)				width b (cm)	depth h (cm)		
C-1	3.65	40.0	4.0	1/800	20.0	2.1	8010	0.57
C-2	1.35	39.0	4.0	1/800	12.0	2.0	3630	0.16
C-3	2.53	39.0	3.0	1/800	12.0	2.1	5620	0.62
C-4	4.25	39.0	4.0	1/800	12.0	2.1	9040	0.62
C-5	6.54	39.0	5.0	1/800	12.0	2.1	13350	0.66
R-1	2.06	20.0	4.0	1/1400	—	—	7700	0.48

\overline{uw} の分布から Prandtl の第 2 仮定を用いて説明される⁶⁾。また、この分布は低水路流れと高水路流れの速度差に基づく速度分布と斜昇流の存在を示す分布が重ね合わされた結果となっており、前述した 2 種の混合機構の存在を伺わせる。乱れエネルギーの分布を見ると、境界部で最大となっており、激しい流体混合を示している。また、レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ が最小となる付近では、 $-\overline{uv}$ はほぼ 0 となっており、この付近では横断方向の混合が卓越していることを示している。レイノルズ応力 $-\overline{vw}$ は、いずれの位置でもほぼ 0 に近い小さな値であり、これは流れ方向速度 u が卓越した流れであることで説明される。

このように、平均速度場で得られた結果の横断方向分布を見ると、前述した 2 種の混合機構の存在が確認される。

2.2 速度分布式の検討

次に、長さ 13 m、幅 39 cm のアクリル樹脂製可変勾配直線水路の左岸側に、幅 12 cm、高さ $h = 2.1$ cm の高水敷を設置した複断面水路において、1 成分レーザ・ドップラー流速計を用いた速度分布計測結果を用い、境界部の速度分布について検討する。なお、計測精度を上げるため、計測部の側壁および底面をガラス製としており、ガラス板で作成した高水敷を設置した。計測は、流下方向速度の横断分布を、サンプリング周波数 20 Hz、データ数を 500 個として行なった。

Fig. 2 で示したように、境界部の速度分布は、境界部の流れの構造を反映したものであり、レイノルズ応力分布と速度分布の関係を、レイノルズ応力の重ね合わせが可能であると仮定して示すと Fig. 3 のように表わすことが出来る。すなわち、第 1 の混合機構によってレイノルズ応力 $-\overline{uw}_1$ が生ずる。また、第 2 の混合機構によって低水路内の流体が高水敷上に及び、図のようなレイノルズ応力 $-\overline{uw}_2$ を生ずる。この両者を重ね合わせると $-\overline{uw}_{1+2}$ で示す分布となり、Fig. 2 で示したレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ の計測結果が説明される。これより、極大値と極小値を有する図のような速度分布が得られる。

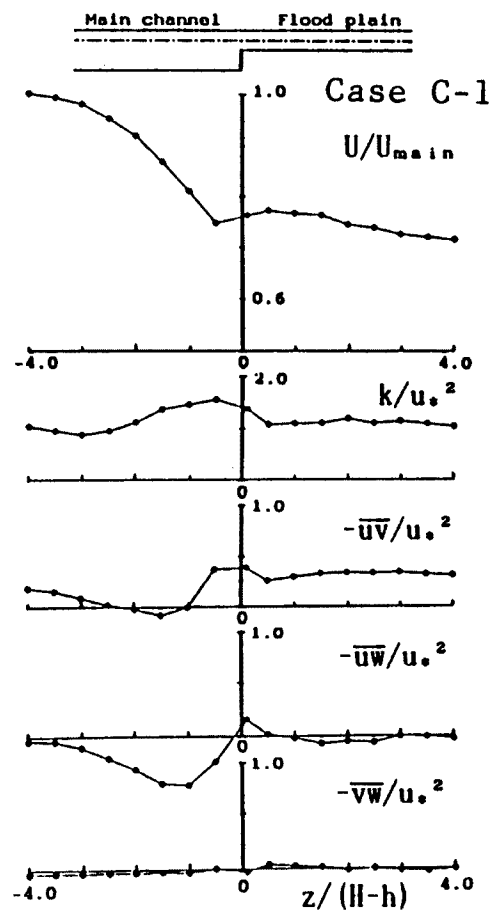


Fig. 2. Lateral distributions of velocity U , turbulence kinetic energy k , Reynolds stresses, $-\overline{uw}$, $-\overline{uv}$, and $-\overline{vw}$ by LDA.

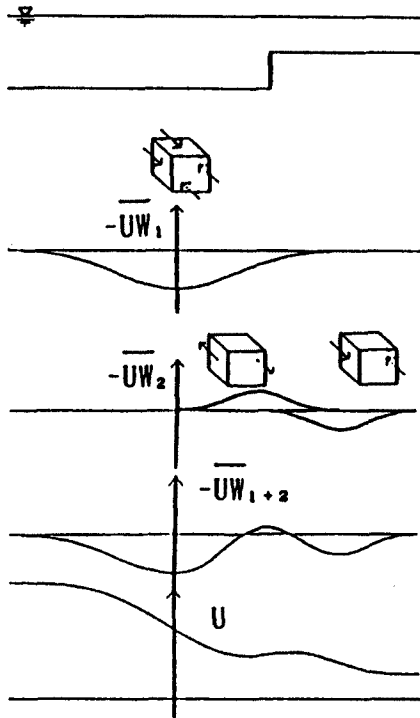


Fig. 3. Relation between the distribution of Reynolds stress $-uw$ and the distribution of velocity.

2.3 流量計算法への適用

Fig. 4 で示したように、高水敷上水深 $H-h$ が低水路水深 H に比して小さな範囲では、境界部の速度分布は (1) 式で精度良く表わされる。そこで、ある高さの速度横断分布が (1) 式で表わされるとすると、Fig. 5 のような分布となる。ここで単位高さあたりの流量を、低水路平均速度 U_m と高水路平均速度 U_f の平均値と一致する高水敷端より L_0 の位置を分割点として計算すると、低水路側では図の A の部分を過大評価し、高水路では B の部分を過小評価することになるが、分布形状より $A=B$ であるため、低水路流量と高水路流量の合計では A, B は相殺され、(1) 式を積分した値と一致する。したがって、各高さにおける L_0 の位置が普遍的に表わされれば、各点を分割点として単位高さあたりの流量

レイノルズ応力分布と速度分布の関係が Prandtl の第 2 仮定を用いて良く説明されることと、レイノルズ応力分布が指数関数で表示されることを仮定すると、速度分布は、2次元混合層に対する誤差関数を用いた Goertler の解と同様の表示ができる。すなわち、

$$(U-U_f)/(U_m-U_f)=0.5 * \{1+erf(z/L_z)\} \dots (1)$$

である。ここに、 U_m は境界部外の低水路内平均流速、 U_f は境界部外の高水敷上流の平均流速、 z は横断方向距離であり、 L_z は横断方向スケールである。Fig. 3 に示した考え方に基づき、低水路水深 H の異なる条件における高水敷上半水深高さでの速度横断分布計測結果と計算結果を示したものが Fig. 4 である。なお、計算上に必要なパラメータは、計測結果と計算結果が一致するように選んでいる。このようにレイノルズ応力分布、速度分布が流れの構造から説明されることが知れる。

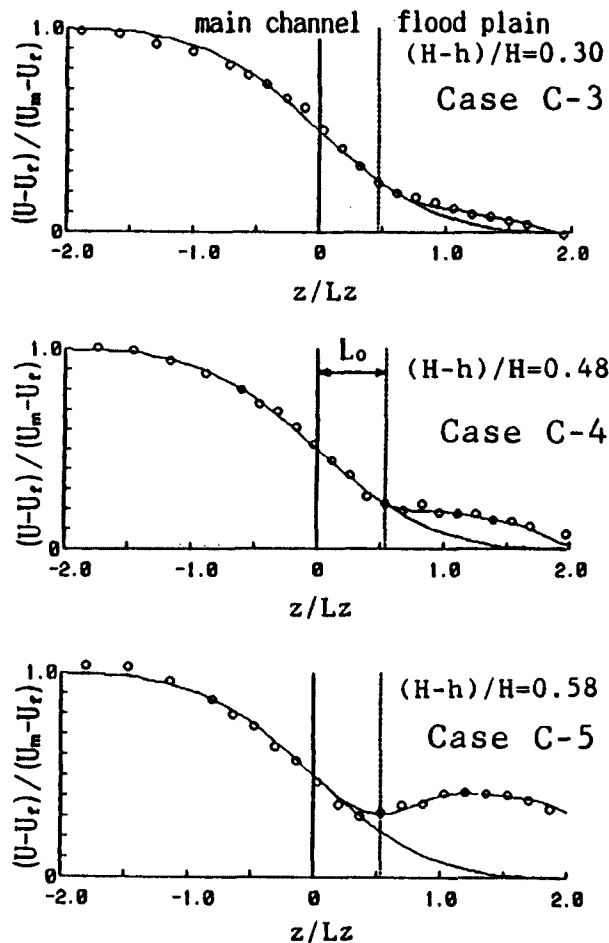


Fig. 4. Lateral distributions of velocity in the mixing zone with the result of Eq. (1).

が算定される。

Fig. 6は、高水路水深/低水路水深比が0.48の場合における各高さ毎の速度横断分布と(1)式を比較して示したものであり、計算上のパラメータ L_z および L_0 を計測結果に一致するように決定している。これらのパラメータを低水路水深の異なるケースの結果をも含め、高水敷高さ h で無次元化して整理するとFig. 7のようになり、低水路水深 H に係わらず直線近似が可能な分布を示す。図に

示すように、 L_0 の位置は高水敷先端より水面に向かって低水路側に移動する。この点は、Fig. 2に示すようにレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ が最小となり、 $-\overline{uv}$ および $-\overline{vw}$ がほぼ0となる位置である。このことを、この面を分割面とし、その面に作用する応力を考慮すれば流量計算が可能であることを示している。しかしながら、Fig. 5に示した考え方を適用すれば、この面を分割面として低水路流量と高水路流量を計算し

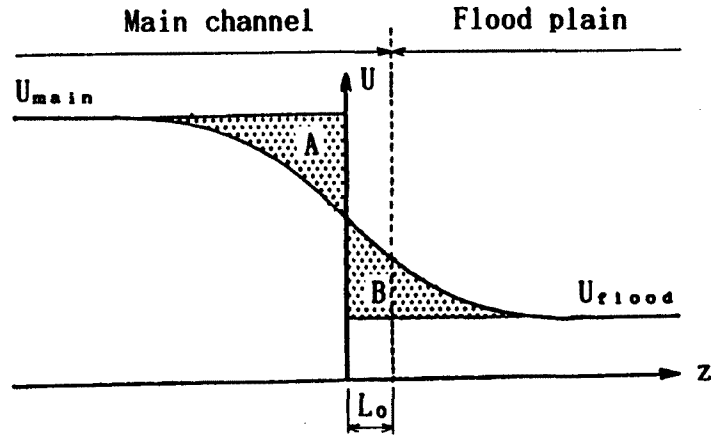


Fig. 5. Conceptual velocity distribution in the mixing zone.

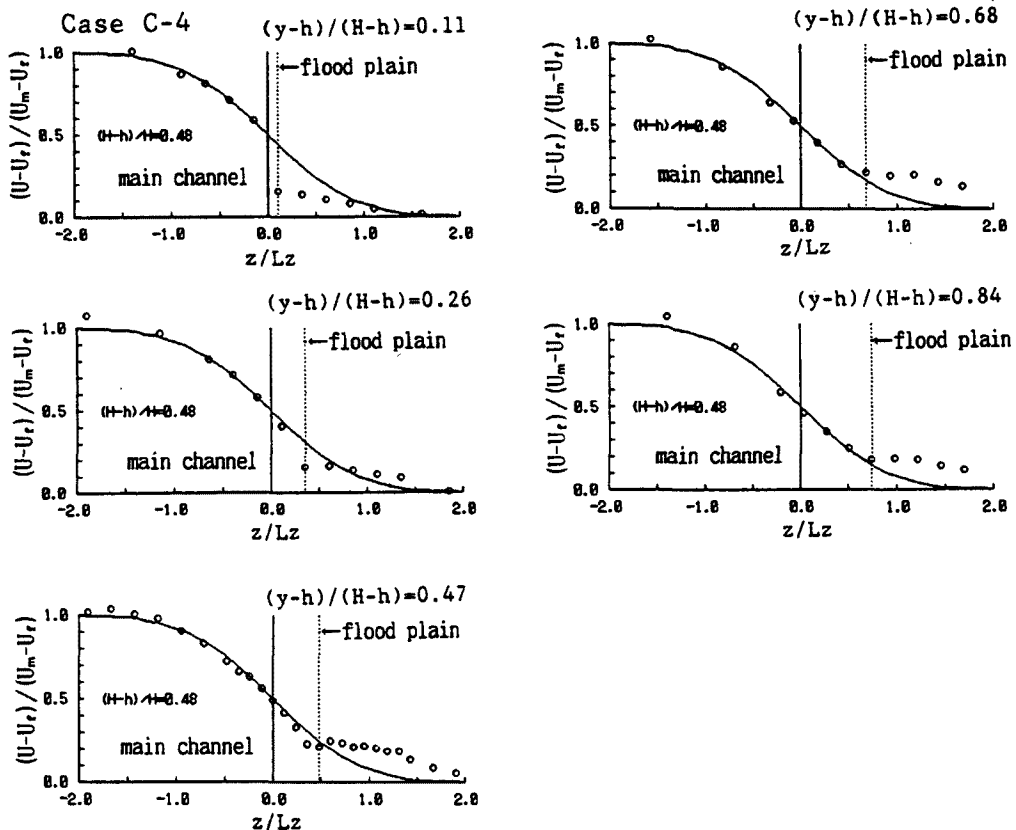


Fig. 6. Lateral distributions of velocity in the mixing zone with the result of Eq. (1).

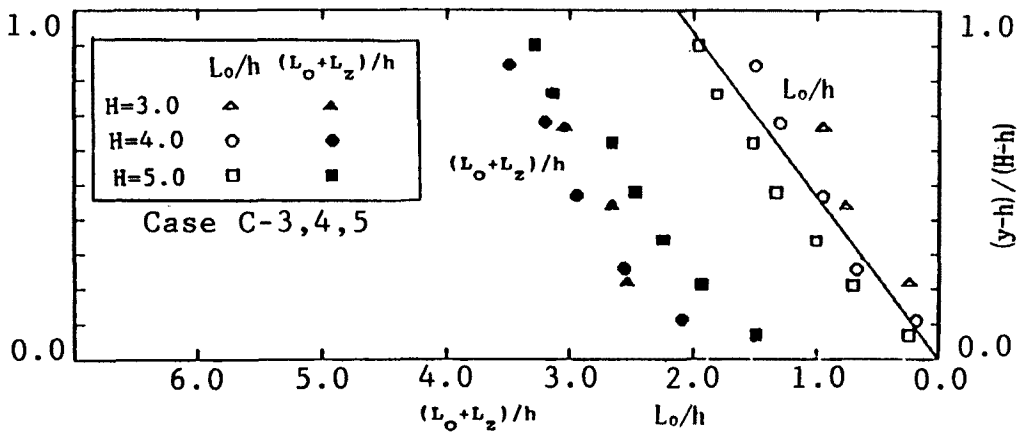


Fig. 7. Distribution of length scale L_0 and L_0+L_z for the lateral distribution of velocity in the mixing zone.

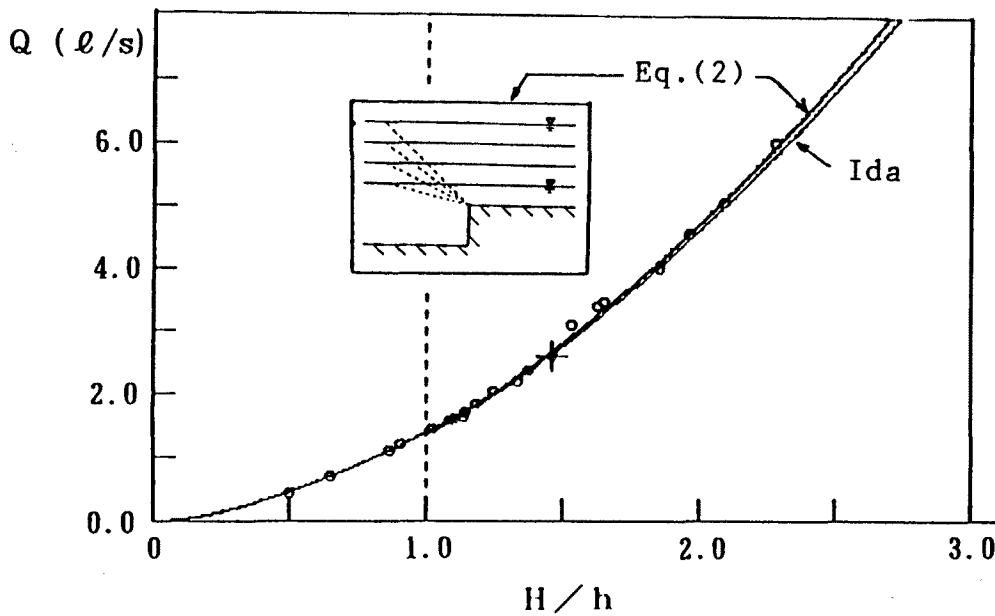


Fig. 8. Stage discharge curves by Ida and Eq. (2) with experimental data.

て合計すれば、それぞれの部分で過大および過小評価するものの、合計した値では、それらが相殺され、正しい値となる。

Fig. 7の結果より、水面での L_0 を高水敷高さ h の2倍とし、高水敷先端とこの点を分割面とし、片側に高水敷を設置した非対称複断面水路について、以下に示す計算方法を用いた流量～水深の計測結果を、井田法⁷⁾を用いた結果と比較してFig. 8に示した。すなわち、

$$\begin{aligned}
 Q_{total} &= Q_m + Q_f \dots\dots\dots (2) \\
 \text{低水路流量: } Q_m &= A_m * U_m & U_m &= (1/n_m) * R_m^{2/3} * I^{1/2} \\
 & A_m = (B-b) * H-h * (H-h) & R_m &= A_m / (H+B-b+h) \\
 \text{高水路流量: } Q_f &= A_f * U_f & U_f &= (1/n_f) * R_f^{2/3} * I^{1/2} \\
 & A_f = b * (H-h) + h * (H-h) & R_f &= A_f / (H+h+b)
 \end{aligned}$$

として計算し、合計して全流量とした。ここに、 A_m は低水路の通水断面積、 A_f は高水路通水断面積、 U_m は低水路の断面平均流速、 U_f は高水路の断面平均流速であり、マンニングの粗度係数 n_m 及び n_f は、それぞれと同じ粗度を持つ長方形断面水路にて実験的に求めた値を用いている。

ここで示した方法は、低水路水深に応じて分割面の角度が変化する断面分割法である。図より、いずれの方法でも実験値と良い一致を示しているが、井田法が図中の+印の実験値を必要とするのに対し、ここに示した断面分割法は、実験値を必要としない点で有用性が高いと言える。

3. 代数応力モデルの適用に関する検討⁸⁾

3.1 代数応力モデル

近年、種々の乱流モデルが開発され、複雑な流れの計算が可能となってきている。その中でも、乱れエネルギー k と乱れエネルギー逸散率 ε の輸送方程式を用いた k - ε モデルは広く用いられている。

このモデルは、レイノルズ応力と平均流を関係づけるのために Boussinesq が提案した式、

$$-\overline{uv} = \nu_t \frac{\partial U}{\partial y} \dots\dots\dots (3)$$

の乱流動粘性係数 ν_t を、Prandtl-Kolmogoroff の乱流粘性公式、

$$\nu_t = C\sqrt{k}l \dots\dots\dots (4)$$

と、次元解析で得られる乱流の長さスケール l と k および ε の関係式、

$$l \sim \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \dots\dots\dots (5)$$

を用い、 $C_\mu = 0.09$ を経験定数として次式、

$$\nu_t = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon} \dots\dots\dots (6)$$

で表わし、モデル化した k と ε の輸送方程式を解いて ν_t を求めて基礎方程式を解こうとする方法である。しかしながら、 k - ε モデルは、乱流粘性という仮定を用いており、レイノルズ応力の局所平衡関係を基礎としたものであり、2次流が発生するような異方性の強い流れ場では、(4)式は正当性を失う。このような場合には、レイノルズ応力の輸送方程式を用いる応力方程式モデルが必要になるが、多くの経験定数を必要とし、その決定が問題となる。代数応力モデルは、 k - ε モデルと応力方程式モデルの中間に位置するものであり、レイノルズ応力の輸送方程式中の対流項と拡散項を合わせたものが k の輸送項に比例すると仮定して置換し、レイノルズ応力を代数式でモデル化したものである。

代数応力モデルには、主にダクト流が精度良く計算されるように調整された Launder & Ying モデル⁹⁾ (L-Y model)、それを発展させて開水路流れの2次流の計算に成功した Naot & Rodi モデル¹⁰⁾ (N-R model)、Yoshizawa¹¹⁾ の非線形レイノルズ応力表示法を取り入れた Speziale の非線形 k - ε モデル¹²⁾ (S-Y model) などがある。また、複断面開水路流れを対象にしたものとして、河原・玉井¹³⁾ の L-Y model を改良した K-T model や Larsson¹⁴⁾ のモデルなどが挙げられる。

ここでは、上記の3モデル、L-Y model、N-R model、S-Y model を用いた計算結果と、長方形断面開水路流れで行なった速度3成分同時計測結果と比較するとともに、同様の手法で複断面開水路流れで行なった実験結果とも比較し、それらの適用性について検討する。以下、モデルの概略を示す。

流れ方向を x 軸、鉛直方向を Y 軸、水平方向を Z 軸とし、壁面の近傍の粘性が卓越する領域を除くと、開水路流れの連続式およびレイノルズ方程式は、以下のように表わされる。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (7)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -g \frac{dH}{dx} + g \sin\theta - \frac{\partial \overline{uv}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{uw}}{\partial z} \dots\dots\dots (8)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{vw}}{\partial z} \dots\dots\dots (9)$$

$$U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \overline{vw}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial z} \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 U, V, W は各方向の平均流速、 g は重力加速度、 H は水深、 θ は水路勾配、 ρ は密度、 p は圧力、 $\overline{uv}, \overline{uw}, \overline{v^2}, \overline{vw}, \overline{w^2}$ はレイノルズ応力である。モデル化された乱れエネルギー k および乱れエネルギー逸散率 ϵ の輸送方程式は、

$$U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial y} + W \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_{ty}}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_{tz}}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P - \epsilon \dots\dots\dots (11)$$

$$U \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + V \frac{\partial \epsilon}{\partial y} + W \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_{ty}}{\sigma_\epsilon} \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_{tz}}{\sigma_\epsilon} \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) + C_{e1} \frac{\epsilon}{k} P - C_{e2} \frac{\epsilon^2}{k} \dots\dots\dots (12)$$

と表わされる。 P は、生成項であり、 V および W の速度勾配による寄与を無視すると、次のように表わされる。

$$P = -\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} + \nu_{ty} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \nu_{tz} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \dots\dots\dots (13)$$

また、式中の定数は、 $C_{e1} = 1.44$; $C_{e2} = 1.92$; $\sigma_k = 0.9$; $\sigma_\epsilon = 1.3$ としている。各モデルでは、以下のようレイノルズ応力がモデル化されている。

(1) L-Y model

$$\overline{v^2} = -C_{\nu_t} \frac{k}{\epsilon} \cdot \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + C_k k \dots\dots\dots (14)$$

$$\overline{w^2} = -C_{\nu_t} \frac{k}{\epsilon} \cdot \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + C_k k \dots\dots\dots (15)$$

$$\overline{vw} = -C_{\nu_t} \frac{k}{\epsilon} \cdot \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 C_k および C は定数あり、 $C_k = 0.552$, $C = 0.037$ としており、 C は2次流の強さを決める定数である。

(2) N-R model

$$-\overline{uv} = \nu_{ty} \frac{\partial U}{\partial y} ; \nu_{ty} = C_{\mu y} \frac{k^2}{\epsilon} ; C_{\mu y} = \frac{C_1}{C_1 + 3/2 * C_3 f_2} \cdot \frac{C_1}{C_1 + 2C_3 f_2} C_\mu \dots\dots\dots (17)$$

$$-\overline{uw} = \nu_{tz} \frac{\partial U}{\partial z} ; \nu_{tz} = C_{\mu z} \frac{k^2}{\epsilon} ; C_{\mu z} = \frac{C_1 + 5/2 * C_3 f_2}{C_1 + 2C_3 f_2} C_\mu \dots\dots\dots (18)$$

$$\overline{v^2} = \frac{k}{C_1 + 2C_3 f_2} \left[\frac{2}{3} \left(\alpha - \frac{1}{2} \beta + C_1 - 1 \right) + \frac{\beta}{\epsilon} \left(\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right] - 2\nu_t \frac{\partial V}{\partial y} \dots\dots\dots (19)$$

$$\overline{w^2} = \frac{k}{C_1} \left[\frac{2}{3} \left(\alpha - \frac{1}{2} \beta + C_1 - 1 \right) + C_3 f_2 \frac{\overline{v^2}}{k} + \frac{\beta}{\epsilon} \left(\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} \right) \right] - 2\nu_t \frac{\partial W}{\partial z} \dots\dots\dots (20)$$

$$\overline{vw} = \frac{k}{C_1 + 3/2 C_3 f_2} \cdot \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial y} + \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial z} \right) - \nu_t \left(\frac{\partial W}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (21)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

ここに、 $C_\mu = 0.09$, $C_3 = 0.1$, $C_f = 1.6$, $\alpha = 0.7636 - 0.06 f_1$, $\beta = 0.1091 + 0.06 f_1$, $C_1 = 1.50 - 0.5 f_1$ であり、 f_1 および f_2 は次式で与えられる壁面近似関数である。

$$f_1 = l^2 \left\langle \frac{1}{y_2} \right\rangle ; f_2 = \left[\frac{l}{\left(\left\langle \frac{1}{y_2} \right\rangle^{-1/2} + C_f l \right)} \right]^2 ; l = \frac{C_\mu^{3/4}}{\kappa} \cdot \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \dots\dots\dots (22)$$

(3) S-Y model

$$-\overline{v^2} = -\frac{2}{3} k + k^{1/2} l \frac{\partial V}{\partial y} + C_D l^2 \left[\frac{1}{12} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \frac{1}{6} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right] + C_E l^2 \frac{1}{3} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right] \dots (23)$$

$$-\overline{w^2} = -\frac{2}{3} k + k^{1/2} l \frac{\partial W}{\partial y} + C_D l^2 \left[\frac{1}{12} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 - \frac{1}{6} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 \right] + C_E l^2 \frac{1}{3} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 \right] \dots (24)$$

$$-\overline{vw} = \frac{k^{1/2}}{2} l \left(\frac{\partial W}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial z} \right) + C_D l^2 \frac{1}{4} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (25)$$

ここに、 $l = 2 C_\mu k^{3/2} \varepsilon^{-1}$, $C_\mu = 0.09$, $C_D = 1.68$, $C_E = 1.68$ であり、ダクト流に対して決定された定数である。

以上、3モデルの概略を示したが、境界条件の取り扱い、対称面では、Z方向の流速を0とし、その他の量は微係数を0としており、壁面および水面では、次式を用いた。

$$\text{壁面: } \frac{U}{u_f} = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) ; y^+ = \frac{u_f y}{\nu}$$

$$k = \frac{u_f^2}{\sqrt{C_\mu}} ; \varepsilon = \frac{u_f^3}{\kappa y} ; \kappa = 0.42 ; E = 9 \dots\dots\dots (26)$$

$$\text{水面: } \varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa} \left(\frac{1}{y^+} + \frac{1}{0.07H} \right) \dots\dots\dots (27)$$

3.2 長方形断面開水路流れへの適用

前節で述べた3種の代数応力モデルを用いた計算結果と、LDAによる速度3成分同時計測結果⁴⁾を比較し、それぞれのモデルの適用性について検討する。

Fig. 9は、流下方向速度Uの分布を比較したものである。結果を見ると、水路中央(z/H=2.5)付近ではいずれのモデルによる結果も計測結果と良好な一致を示しているが、側壁に近づくにつれて等速度線の歪が顕著になる傾向は、S-Y modelでは認められない。また、水面付近での等速度線の傾斜は、N-R modelが最も計測結果と一致している。また、隅角部に向かう2次流の影響が表われているz/H=0.5付近での等速度線のの上側への歪もN-R modelの結果で見られる。この結果は、Fig. 10の2次流ベクトルの分布図でも認められ、S-Y modelの結果がダクト流で見られる結果に近いものであるのに対し、L-Y modelおよびN-R modelの語果は、LDAによる計測結果とほぼ一致している。

次に、乱れの強さおよびレイノルズ応力の分布について、壁面近傍より水路中央までの6鉛直測線について比較する。Fig. 11は、乱れの強さu', v', w'の計算結果を計測結果と比較して示したものである。図を見ると、L-Y modelによる結果ではv'とw'がいずれの測線においても同程度の値を示すのに対し、他の2種のモデルによる結果では、側壁に近づくにつれてv'とw'の大小関係が逆転する様子が示され、

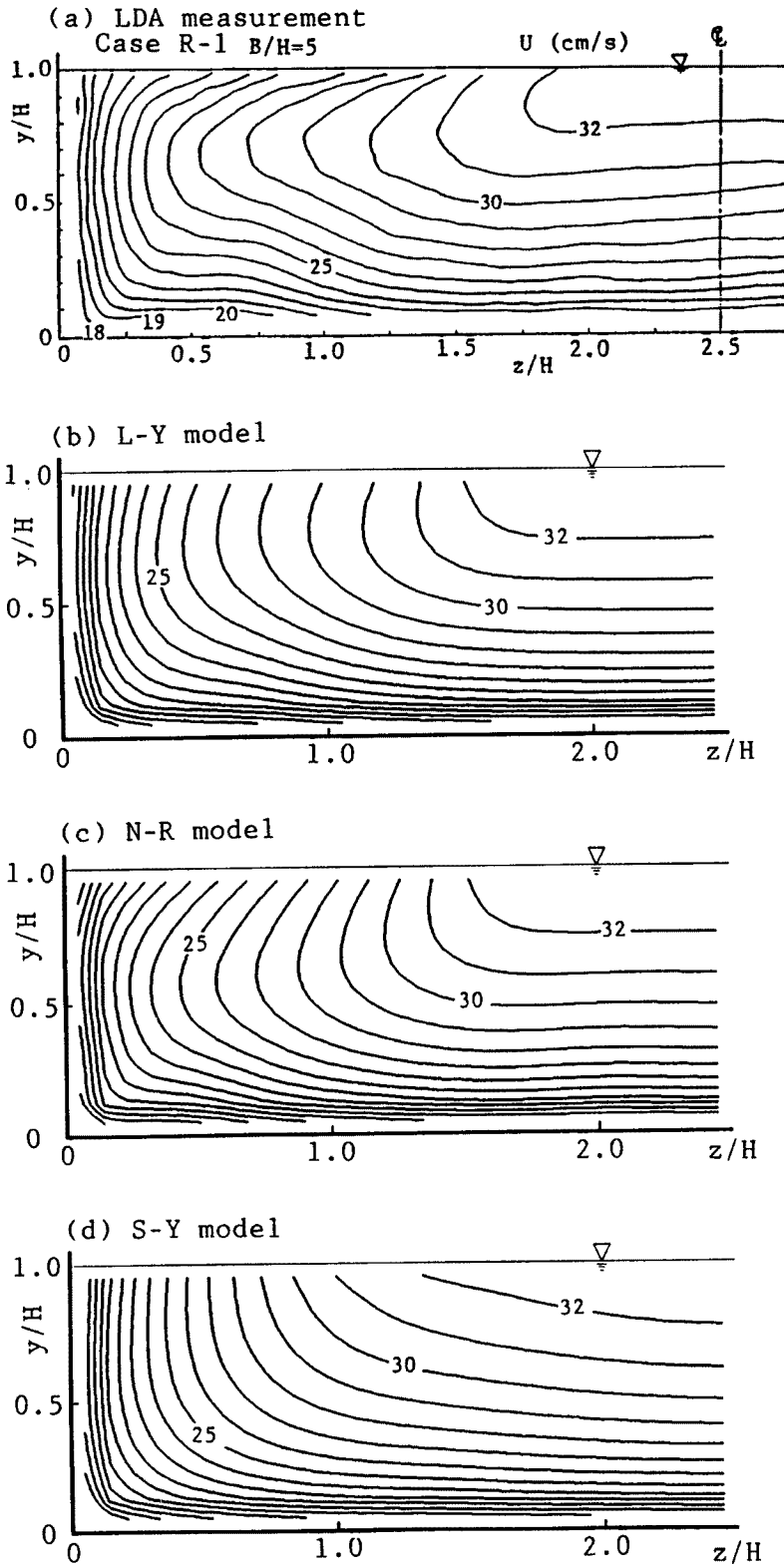


Fig. 9. Velocity contours in a cross section of flow by LDA measurement and turbulent models.

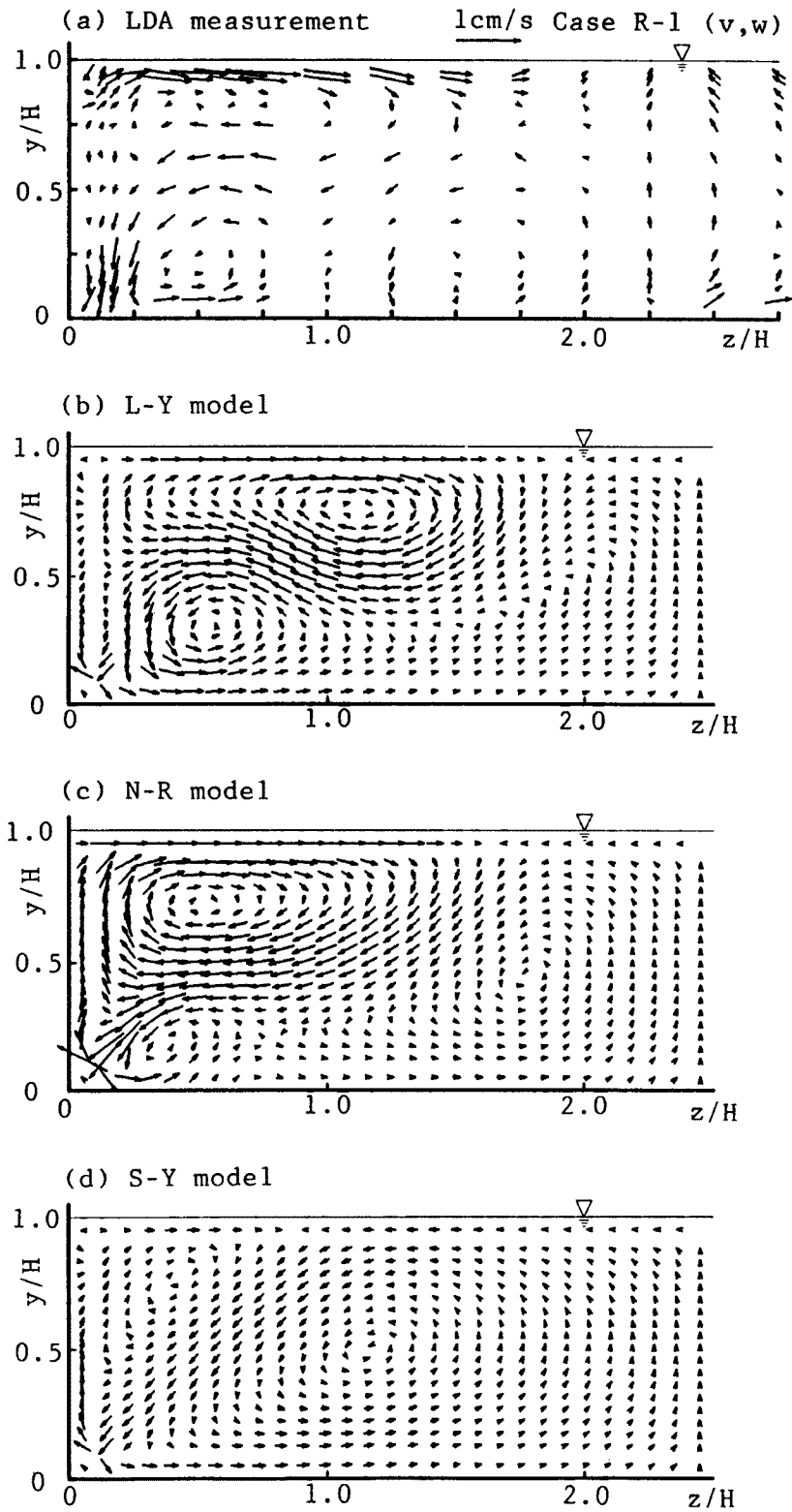


Fig. 10. Distribution of secondary flow vectors in a cross section of flow by LDA measurement and turbulent models in a rectangular open channel.

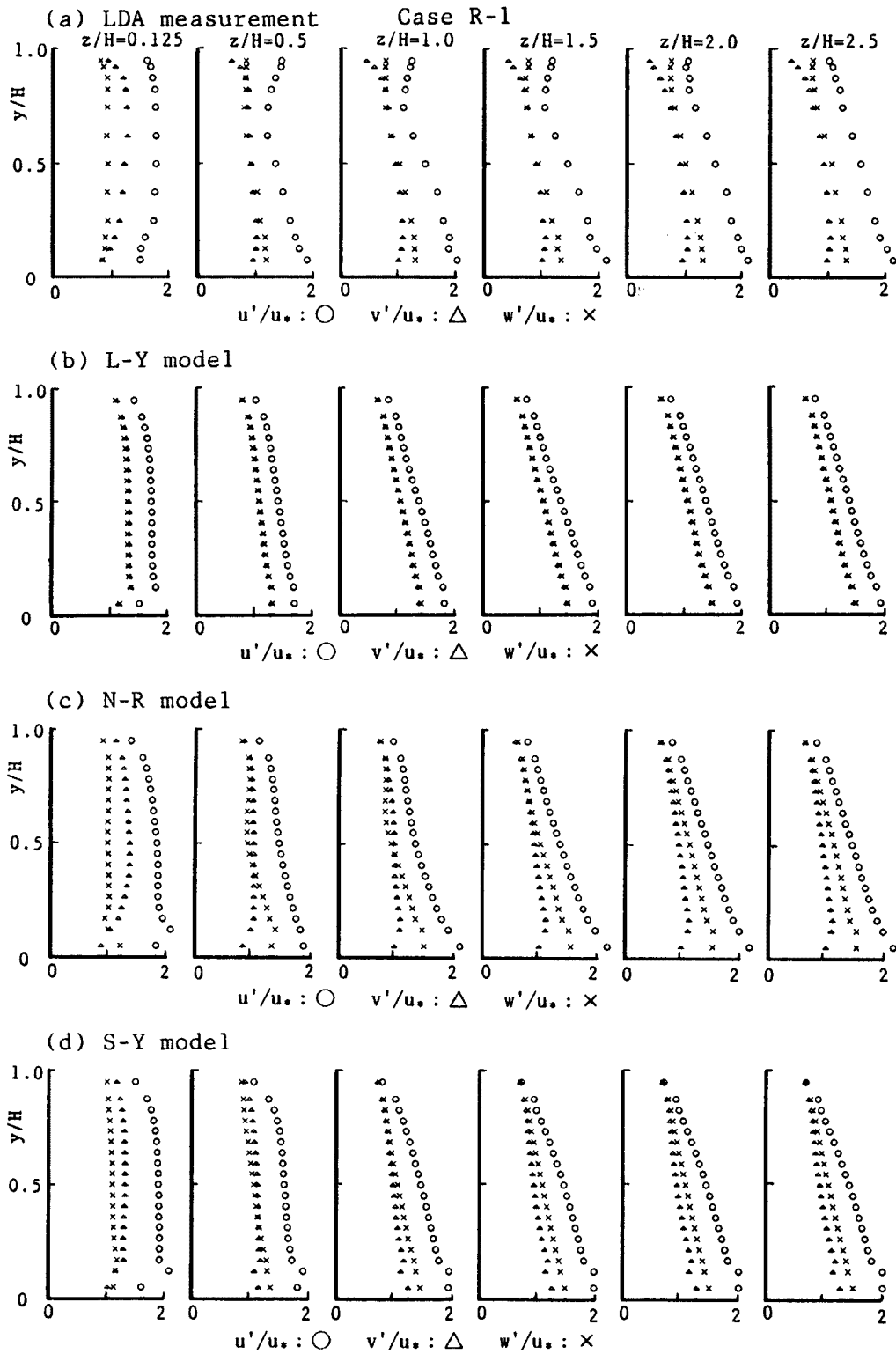


Fig. 11. Vertical distributions of turbulence intensities, u' , v' and w' by LDA measurement and turbulent models in a rectangular open channel.

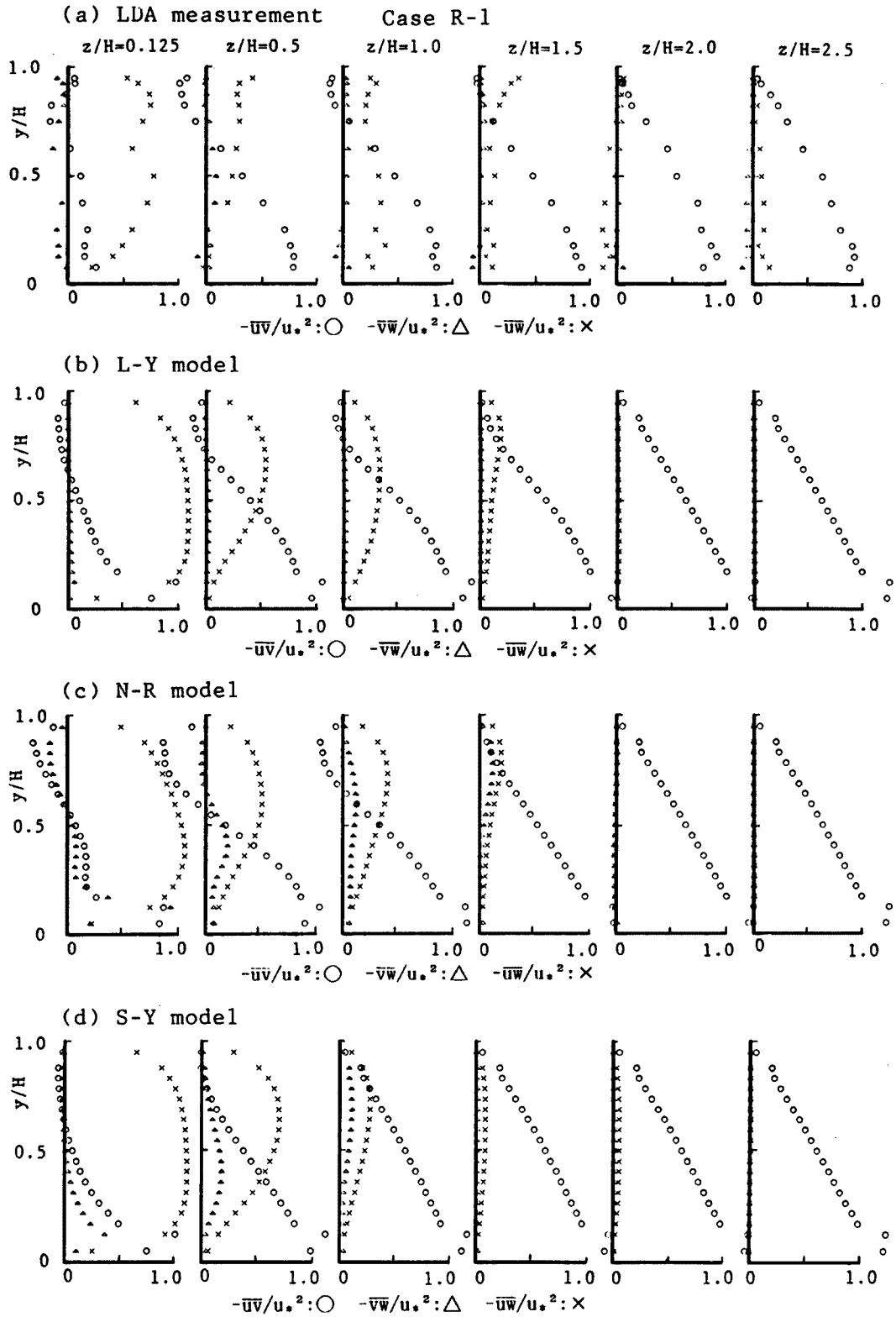


Fig. 12. Vertical distributions of Reynolds stresses, $-\overline{uv}$, $-\overline{vw}$ and $-\overline{uw}$ by LDA measurement and turbulent models in a rectangular open channel.

良好な結果が得られている。ただし、いずれのモデルによる結果においても、水面付近での乱れの再配分の影響が見られない。一方、Fig. 12は、レイノルズ応力の分布について比較したものであり、いずれのモデルにおいても、水面および壁面近傍を除けば計測結果と良好な一致を示しており、長方形断面水路流れに対しては、前述したレイノルズ応力のモデルが適用可能なことを示唆した結果となっている。

以上まとめると、いずれのモデルでも長方形断面流れに対しては、側壁近傍まで計算可能であり、水面および壁面近傍を除いて計測結果と良好な一致を示すことが知れた。

3.3 複断面開水路流れへの適用

ここでは、前節において長方形断面開水路流れの計測結果と良好な一致を示した3種の代数応力モデルを、複断面開水路流れの境界部で行なった速度3成分計測結果と同一の水理条件で計算して比較する。

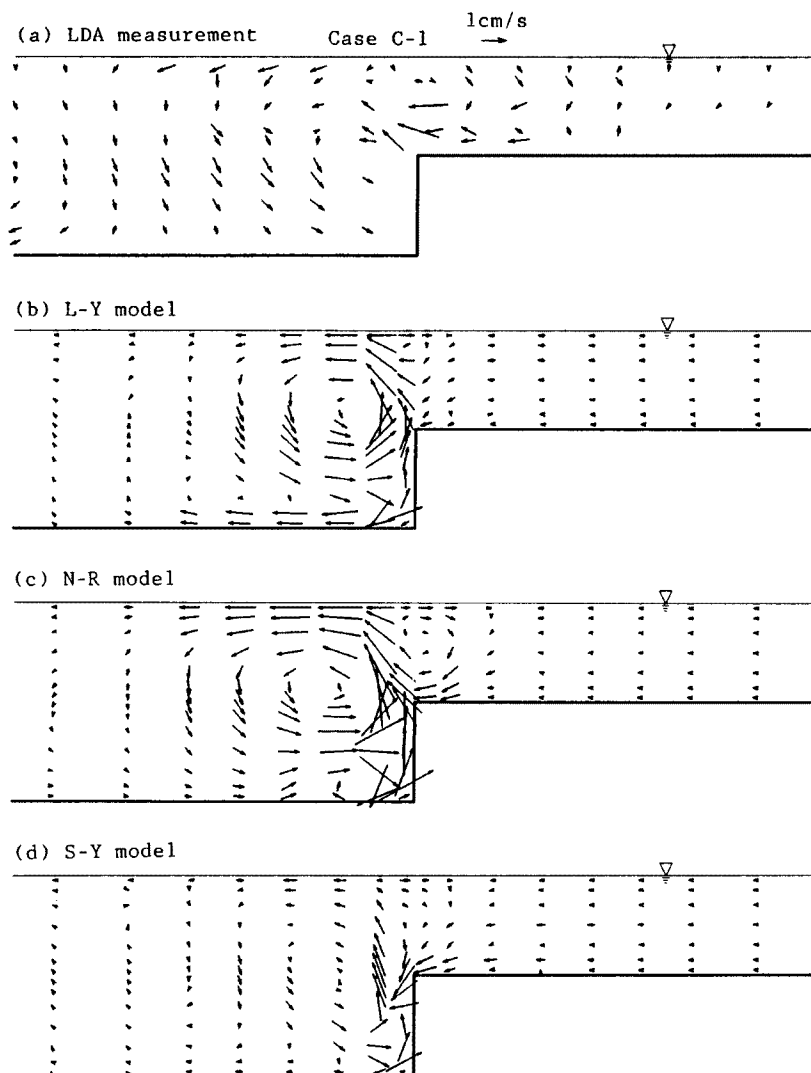


Fig. 13. Distribution of secondary flow vectors in a cross section of flow by LDA measurement and turbulent models in a compound open channel.

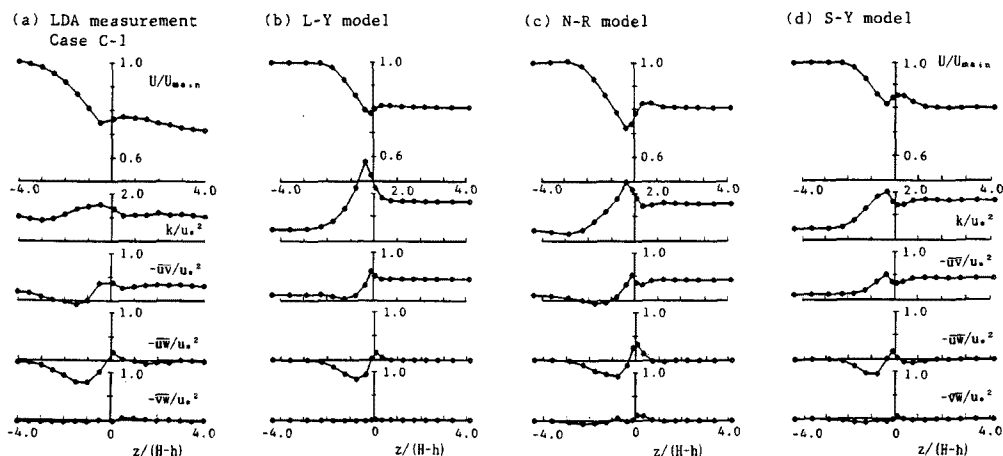


Fig. 14. Vertical distribution of turbulence intensities, u' , v' , and w' by LDA measurement and turbulent models in a compound open channel.

前章で示したように、複断面開水路流れの境界部では、2次流の分布および平均量の横断方向分布に特徴的な結果が見られるため、ここでもそれらについて比較する。Fig. 13は、2次流の分布を比較して示したものであり、高水敷先端より低水路側の水面に向かう斜昇流、およびそれに誘起される2次流セルの存在が、いずれのモデルを用いた結果でも明瞭に見られ、定性的には良好な結果が得られる。ただし、2次流の強さは各モデルにより異なっている。一方、Fig. 14は、高水敷上半水深高さにおける流下方向速度、乱れエネルギーおよびレイノルズ応力の分布について比較したものである。図より、分布形状については良好な一致を示しており、速度分布が極小値および極大値を持つ分布であること、また、その分布を説明するレイノルズ応力分布になっていることなどの定性的な特性は計算されているものの、定量的には問題が残される結果となっている。したがって、今後はモデル定数の設定など、モデルの調整が必要である。

4. おわりに

本研究では、低水路・高水路境界部の速度分布についてLDAによる速度計測結果を用いて検討し、新たな断面分割法による流量計算法を提案するとともに、2次流が発生するような異方性の強い流れ場に対しても計算可能な乱流モデルである代数応力モデルの長方形断面開水路流れおよび複断面開水路流れへの適用性について検討した。本研究で得られた主な結果をまとめるとつぎのようである。

1) 境界部の速度分布は、2種の混合機構の影響を受けた分布となっており、従来の結果⁵⁾でも示したように、極小値と極大値を有する分布形を呈する。この分布形は、レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ の分布形で説明される。

2) レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ の分布が指数関数で表わされると仮定し、速度分布との関係がPrandtlの第2仮定で説明されることを考慮すれば、境界部の速度の横断分布は、2次元混合層に対するGoertlerの解と同様の表元が可能である。境界部に存在する2種の混合機構によって発生するレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ の重ね合わせが可能であると仮定すると、境界部の速度分布が流れの構造との関係で説明される。

3) 境界部の速度分布が、誤差関数で表わされることと、その中点が低水路速度と高水路速度の平均値となる位置であることより、この点を連ねた線を分割線とした流量計算法が可能であるという考え方に基づいて計算した結果は計測値と良好な一致を示し、新たな断面分割法が示された。なお、分割線は速度

分布の中点位置を高水敷高さで無次元化して整理すると、高水敷先端より水面に向かう直線上に並ぶという実験結果に基づいている。

4) 3種の代数応力モデルを用いて計算した結果とLDAによる速度3成分の同時計測結果を比較検討した結果、長方形断面開水路流れに対しては、いずれのモデルを用いた結果も計測結果と定量的にも良好な一値を示すのに対し、複断面開水路流れに対しては、定性的には一致するものの、定量的には問題の残る結果が示され、モデルの調整が必要であることが知れた。

最後に、本研究を遂行するにあたり、実験およびデータ整理に協力頂いたブラッドフォード大学の武藤裕則君と東京電力の福本幸成君に謝意を表します。

参考文献

- 1) 今本博健・石垣泰輔・武藤裕則：複断面開水路流れの水力特性について(5)，京大防災研年報，第34号B-2，1991，pp.387-399.
- 2) Imamoto, H. and T. Ishigaki: Experimental study on the turbulent mixing in a compound open channel, Proc. 24th Congress of IAHR, 1991, pp.C-609-6.
- 3) 今本博健・石垣泰輔・武藤裕則：複断面開水路流れにおける低水路流れと高水敷上流れの混合機構に関する研究，水工論文集，第36巻，1990，pp.139-144.
- 4) Imamoto, H. and T. Ishigaki: Measurement of secondary flow in an open channel, Proc. 6th Congress of APD IAHR, Vol. II-2, 1988, pp.513-520.
- 5) Imamoto, H. and T. Ishigaki: Visualization of secondary flow in a compound open channel, Proc. 7th Congress of APD IAHR, Vol. III, 1990, pp.485-490.
- 6) 今本博健・石垣泰輔：複断面開水路流れの水力特性に関する実験的研究，第27回水講論文集，1983，pp.61-66.
- 7) 井田至春：広巾員水路の定常流一断面形の影響について一，土木学会論文集，69号別冊(3-2)，1960.
- 8) Shiono, K. and B. Lin: Three dimensional numerical models for two stage open channel flows, HYDROCOMP '92, 1992, pp.123-130.
- 9) Launder, B.E. and W.M. Ying: Prediction of flow and heat transfer in ducts of square cross-section, Proc. Instn. Mech. Engrs, Vol.187, 1973, pp.455-461.
- 10) Naot, D. and W. Rodi: Calculation of secondary currents in channel flow, Journal of ASCE, HD, Vol.108, No.HY 8, 1982, pp.948-968.
- 11) Yoshizawa, A.: Statistical analysis of the deviation of Reynolds stress from its eddy viscosity representation, Phys. Fluids, 27, 1984, 1377.
- 12) Speziale, C.G.: On nonlinear $k-1$ and $k-\epsilon$ models of turbulence, Journal of Fluid Mechanics, Vol.178-1987, pp.459-475.
- 13) Kawahara, Y. and N. Tamai: Numerical calculation of turbulent flows in compound channel with an algebraic stress turbulent model, Proc. 3rd Int. Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements. Tokyo, Japan, 1988, pp.9-16.
- 14) Larsson, R.: Numerical simulation of flow in compound channels, Proc. 3rd Int. Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, Tokyo, Japan, 1988, pp.537-544.