

逆圧力勾配を有する流れの3次元流況

Characteristics of the Three Dimensional flow with an Adverse Pressure Gradient

鬼束幸樹* 浦 勝** 秋山壽一郎*** 松岡定和****

By Kouki ONITSUKA, Masaru URA, Juichiro AKIYAMA and Sadakatsu MATSUOKA

The three dimensional flow field of an open channel flow with a moderate adverse pressure gradient was measured by a Hot-film anemometer. It is found that the intensity of the secondary flow which normalized by a mean bulk velocity increases in the flow direction. The secondary flow affects on mean velocity profiles and friction velocity distributions. In particular, as the intensity of the Reynolds stress increases in the flow direction, the production of turbulence energy is increased. Therefore, the intensity of the turbulence energy increases.

keywords : adverse pressure gradient, secondary flow, turbulent

1. はじめに

河川改修工事やダム建設などの要因によって河床勾配が局所的に増加した常流の河川は、流下方向に水深が増加し、逆圧力勾配を有する不等流となる。圧力勾配を有する開水路不等流の水理特性は、等流の水理特性とは異なり^{1),2)}、それらを明らかにすることは河川事業を計画する上で重要である。逆圧力勾配を有する流れの研究は、古くから2次元境界層流れにおいて行われ、多くの知見が得られている。例えば、主流速分布は内層では log 則に従い、外層では log-wake 則によって表現できることが Clauser³⁾ らによって示され、乱れ強度および Reynolds 応力分布は壁面と境界層外縁との間で極大をもつ分布となり、この極大値は圧力勾配の大きさによってほぼ決定されることが Bradshaw⁴⁾ によって示されている。最近では、Lian⁵⁾ が水素気泡法による可視化実験を3次元的に行い、粘性底層外縁付近での組織構造のスケールが、ゼロ圧力勾配でのスケールよりも増加することを明らかにしている。一方、逆圧力勾配を有する2次元開水路流に関しては、内・外層での主流速分布が境界層流と同様に log-wake 則で表現できることが岡部・杉尾⁶⁾によって示され、乱れ強度および Reynolds 応力は、等流よりも大きな値をとることが瀬津ら¹⁾によって明らかにされている。ところが、逆圧力勾配を有する開水路流の3次元流況については、ほとんど解明されていないのが実状である。

本研究は水路床勾配が局所的に増加する開水路常流の3次元流況を詳細に測定し、2次元流分布、主流速分布、壁面せん断応力分布、Reynolds 応力分布および乱れエネルギー特性について実験的に検討を加えたものである。

- * 学生員 九州工業大学工学研究科博士後期課程 (〒804 北九州市戸畑区仙水町1-1)
** 正会員 工博 九州工業大学工学部設計生産工学科建設工学教室
*** 正会員 Ph.D. 九州工業大学工学部設計生産工学科建設工学教室
**** 学生員 九州工業大学工学研究科博士前期課程

2. 実験装置および実験条件

実験に用いた水路は図-1に示すような長さ2050cm、水路幅60cm、高さ60cmの変可勾配水路である。本水路の上端より1200cmの区間をアクリル板を用いて高さ4.0cmの底上げをし、その下流に長さ $\ell=150\text{cm}$ の漸変部を設置した。以下、この長さ ℓ の区間を「漸変部」、漸変部より上流側の区間を「上流部」、漸変部より下流側の区間を「下流部」と呼ぶ。座標系としては、漸変部始点より流下方向に x 軸、 x 軸と垂直上向きに y 軸、右岸から左岸に向かい z 軸とする。

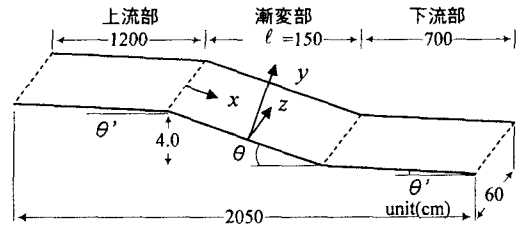


図-1 実験用水路

実験条件は上流部の流れが等流となるように、上流部および下流部の水路床勾配を $\sin \theta' = 1/1500$ 、漸変部の水路床勾配を $\sin \theta = 1/33$ 、流量を $Q = 11.5 \ell / \text{sec}$ とした。 x, y, z 軸それぞれの時間平均流速を U, V, W 、乱れ強さを u', v', w' とし、 $U - V$ の測定および $U - W$ の測定を右岸側横断面内において、それぞれサンプリング速度を 0.01 sec 、サンプリング時間を 40.96 sec として、X型 Hot-film 流速計を用いて行った。また、このような測定を上流部で1断面、漸変部で5断面、下流部で1断面の計7断面において行った。

3. 実験結果および考察

水理諸量を表-1に示す。ここに、 h は水深、 B は水路幅、 $\bar{U}$ は断面平均流速、 U_c は水路中央摩擦速度、 U_{bm} は底面摩擦速度の最大値、 U_{sm} は側壁摩擦速度の最大値、 S_p は $\bar{U}$ で無次元化された断面内最大2次流強度、 β は次式で定義される無次元圧力勾配である。

$$\beta = \frac{gh}{U_c^2} \left(\frac{dh}{dx} \cos \theta - \sin \theta \right) \tag{1}$$

表-1 水理諸量

x/ℓ (-)	h (cm)	B/h (-)	$\bar{U}$ (cm/s)	U_c (cm/s)	U_{bm} (cm/s)	U_{sm} (cm/s)	S_p (%)	β (-)
-0.13	4.64	12.9	41.3	2.34	2.34	1.79	3.0	-1.5
0.20	5.56	10.8	34.5	1.39	1.72	1.57	2.3	22.4
0.40	6.53	9.2	29.4	1.37	1.38	1.14	4.0	14.2
0.60	7.43	8.1	25.8	1.27	1.28	0.88	5.5	12.2
0.80	8.33	7.2	23.0	1.24	1.24	0.68	5.6	9.9
0.97	9.07	6.6	21.1	1.15	1.16	0.70	7.6	9.3
2.33	9.68	6.2	19.8	1.11	1.12	0.88	6.2	-1.2

3.1 水路中央線上の主流速分布

図-2に水路中央摩擦速度 U_c で無次元化された主流速分布 U/U_c の流下方向変化を示す。ただし、縦軸は断面ごとに10ずつシフトさせている。 U_c は内層 ($50 \leq yU_c/\nu, y/h \leq 0.2$)において、式(2)の $\log$ 則より求めた。

$$\frac{U}{U_c} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yU_c}{\nu} + A \tag{2}$$

ここに、 ν は動粘性係数、 $\kappa = 0.41^{(7)}$ は Karman 定数、 A は積分定数である。積分定数 A については、 β に比例することが瀬津ら¹⁾によって示されているが、本研究で算出された A には大きなばらつきがあることより、等流での値 $A = 5.3$ を採用した。図-2より●印で示した内層の主流速分布は、直線で示した $\log$ 則に従うが、○印で示した外層 ($y/h > 0.2$)では、 $\log$ 則より高流速側にずれを生じていることが分かる。外層の主流速分布を次式の $\log$ -wake 則によって表現し、図中に曲線で示した。

$$\frac{U}{U_c} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yU_c}{\nu} + A + \frac{2\Pi}{\kappa} \sin^2 \left(\frac{\pi y}{2h} \right) \tag{3}$$

ここに、 π は円周率、 Π は式(3)より求めた wake strength parameter である。内・外層の主流速分布が $\log$ -wake 則で表現できるといえる。

瀬津ら¹⁾は滑面水路で水深の増加する開水路減速流および水深の減少する開水路加速流における Π は、 β と次式の関係があることを示した。

$$\Pi = 0.06\beta + 0.45 \tag{4}$$

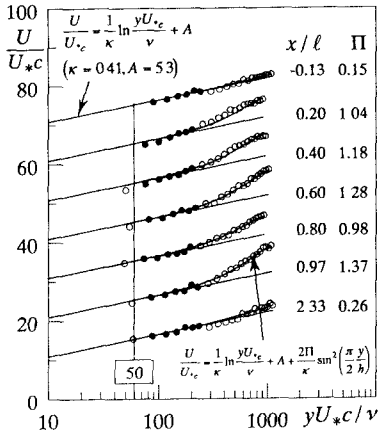


図-2 主流速分布の流下方向変化

図-3に本実験における Π と β の関係を○印で、瀬津らによる滑面不等流の値を×印で、Kironoto⁸⁾による粗面不等流の値を□印で示し、式(4)を実線で示した。本実験の Π と β の関係は $x/\ell=0.20$ 以外では式(4)とほぼ一致する。 $x/\ell=0.20$ で式(4)と一致しない原因は、この断面での流れは圧力勾配だけでなく上流からの履歴や $x/\ell=0$ の底面から流下発達する内部境界層の影響を受けるためと思われる。

3.2 2次流分布

図-4に2次流ベクトルを示す。上流部の $x/\ell=-0.13$ の断面では、互いに逆方向の回転を有し $y/h=0.6$ 付近で接し合う一

対の渦が観察される。上方に位置する水面渦および下方に位置する底面渦の鉛直方向スケールは半水深程度で、水平方向スケールは水深の2倍程度である。なお、最大2次流強度は表-1に示したように3%程度である。以上述べた特性は瀬津・中川⁹⁾や富永・江崎¹⁰⁾によって得られた等流の特性とほぼ一致する。

漸変部では、水面渦と底面渦とが接する鉛直位置は、流下方向に伴う水深の増加に影響を受けずに $y/h=0.6$ 付近を維持する。これらの渦の鉛直方向スケールは流下方向に半水深程度の一定値を示し、水平方向スケールも水深の2倍程度の一定値を示す。また、最大2次流強度は表-1に示したように流下方向に増加する。

3.3 横断面内主流速分布

図-5に断面内最大主流速 U_{max} で無次元化された主流速分布 U/U_{max} の等値線を示す。ただし、 U_{max} の80%の等値線は太線で示している。上流部の $x/\ell=-0.13$ の断面では、およそ $z/B=0.2(z/h \approx 2.5)$ より水路中央側において、等値線が底面とほぼ平行になっていることと、図-4より2次流がほとんど観察されないことから、流れが2次元的であるといえる。しかし、 $z/B=0.2(z/h \approx 2.5)$ より側壁がわでは、等値線が $y/h=0.6$ 付近で側壁方向に突出している。この位置は、水面渦および底面渦の流れが側壁方向に向かう位置と一致しており、2次流

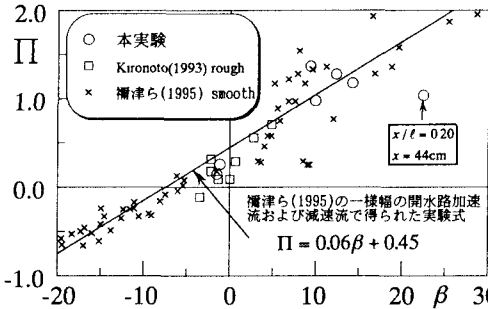


図-3 Π と β の関係

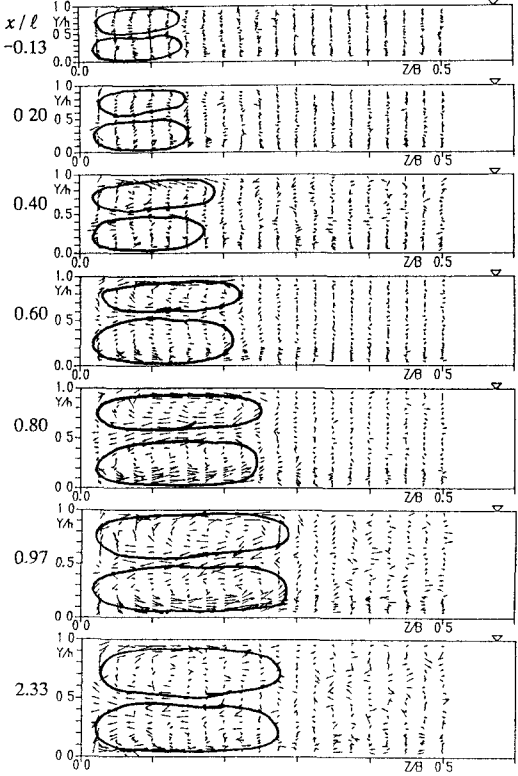


図-4 2次流ベクトル

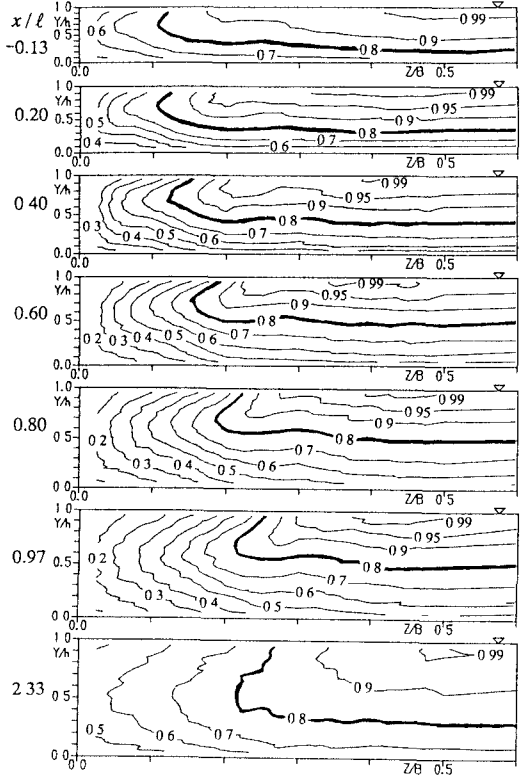


図-5 主流速 U/U_{max} 分布

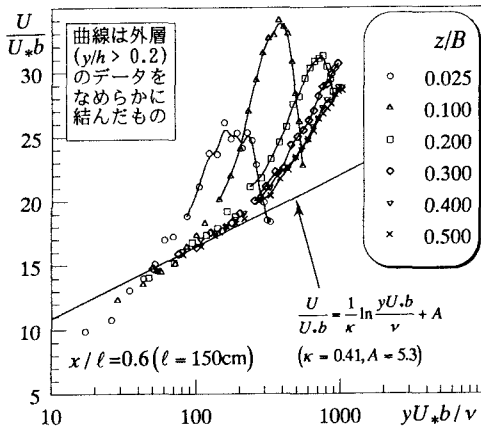


図-6(a) $x/l=0.60$ の鉛直方向主流速分布

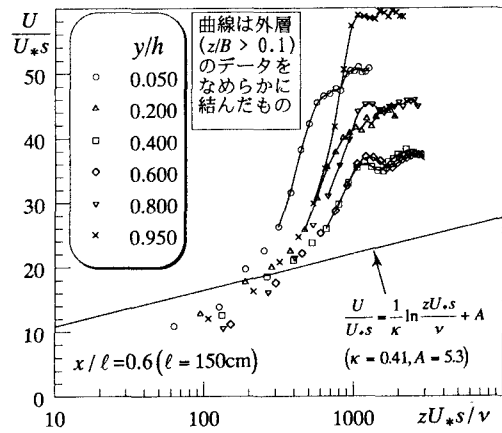


図-6(b) $x/l=0.60$ の水平方向主流速分布

によって主流速分布が変形を受けたことを示す。以下、2次流が存在し、主流速分布などの水理諸量が横断方向に変化する領域を「側壁領域」と呼び、2次流がほとんど存在せず、水理諸量が横断方向にほとんど変化しない領域を「2次元領域」と呼ぶ。

漸変部の $x/l=0.20$ の断面において、側壁領域と2次元領域との境界は $z/B=0.2$ 程度であるが、流下に伴い徐々に水路中央方向へ及び、 $x/l=0.97$ の断面では $z/B=0.35$ 程度となっている。しかし、これらの距離 z は水深で無次元化することにより、およそ $z/h=2.5$ となる。この値は Nezu & Nakagawa⁷⁾ による開水路等流の結果と一致する。

3.4 主流速の鉛直・水平方向分布および摩擦速度分布

主流速の鉛直方向分布および水平方向分布の一例として、 $x/l=0.60$ の主流速の鉛直分布を図-6(a)に、水平方向分布を図-6(b)に示し、式(2)の log 則を直線でそれぞれ示す。ただし、底面摩擦速度 U_{*b} は鉛直方向の内層 ($50 \leq yU_{*b}/\nu$, $y/h \leq 0.2$) において、側壁摩擦速度 U_{*s} は水平方向の内層 ($50 \leq zU_{*s}/\nu$, $z/B \leq 0.1$) において式(2)の log 則より求めた。図中の曲線は外層の主流速分布をなめらかに結んだ線である。両図より外層の最大流速点以下の領域で速度勾配が大きいたことがわかる。また、図-6(a)より、側壁付近を除く領域 ($z/B > 0.1$) での主流速分布は、内層において鉛直方向に log 則に従うが、図-6(b)より、水平方向の主流速分布は、内層において log 則では表現できないことがわかる。

図-7に log 則より求めた摩擦速度の潤辺平均値を○で、運動量方程式より求めた摩擦速度を△で示す。両者の傾向がほぼ一致していることから、log 則より求めた摩擦速度はある程度妥当な値を示すと思われる。

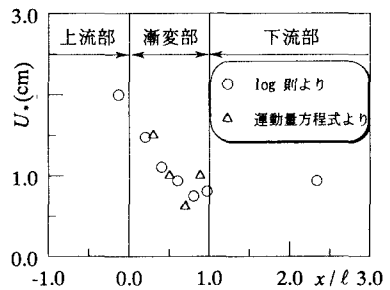


図-7 摩擦速度の流下方向変化

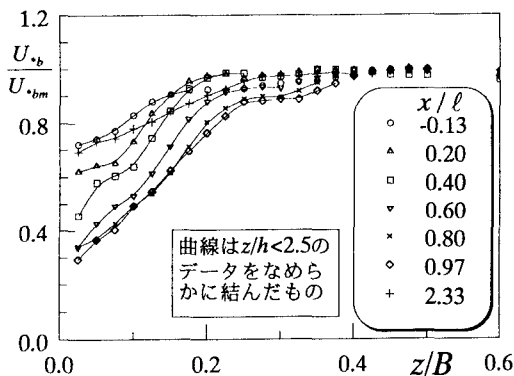


図-8(a) 底面摩擦速度分布

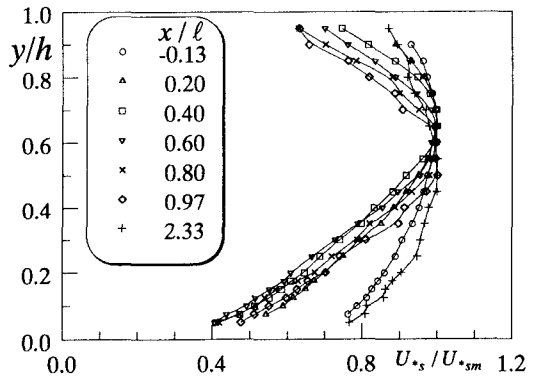


図-8(b) 側壁摩擦速度分布

すべての断面の底面摩擦速度分布 U_{*b}/U_{*bm} を図-8(a)に、側壁摩擦速度 U_{*s}/U_{*sm} を図-8(b)に示す。図-8(a)中に曲線で示した側壁領域 ($z/h < 2.5$) の底面摩擦速度は横断方向に変化するが、2次元領域ではほぼ一定である。また、図-8(b)より、側壁摩擦速度は $y/h = 0.6 \sim 0.7$ 付近で最大値をとることが分かる。この位置は、水面渦および底面渦の流れが側壁方向に向かい、主流速分布の等値線が最も側壁に近づく位置と一致しており、2次流によって速度勾配が増加したことを表す。

3.5 Reynolds 応力分布

図-9に U_c で無次元化された Reynolds 応力 $-\overline{uv}/U_c^2$ の分布を示す。図中では、 $-\overline{uv}/U_c^2 = 0$ の等値線を太線で、 $-\overline{uv}/U_c^2 > 1.0$ の領域をハッチで示している。漸変部の $x/\ell = 0.40$ の断面では、2次元領域の $y/h < 0.6$ において $-\overline{uv}/U_c^2 > 1.0$ となり、特に $y/h = 0.3$ 付近では $-\overline{uv}/U_c^2 > 2.0$ となり、壁面から離れた領域に極大値が存在している。このように、半水深付近で Reynolds 応力分布が等流で成立する直線分布 ($-\overline{uv}/U_c^2 = 1 - y/h$) より増加する現象は、逆圧力勾配の影響によるものと考えられる⁴⁾。側壁領域では2次元領域よりも顕著な極大領域が存在し、その極大値は流下に伴い増加する。また、側壁領域の水面付近で $-\overline{uv}/U_c^2 < 0$ を示す領域は、水面渦が存在する領域とほぼ一致している¹⁰⁾。

Reynolds 応力 $-\overline{uv}/U_{*b}^2$ の鉛直方向分布の一例として $x/\ell = 0.60$ での分布を図-10(a)に、Reynolds 応力 $-\overline{uw}/U_{*s}^2$ の水平方向分布を図-10(b)に示す。図-10(a)より底面から離れた領域で $-\overline{uv}/U_{*b}^2$ は極大値をもつことが分かる。この領域は図-6(a)に見られる dU/dy が大きな領域と一致し、ここで乱れの生成が盛んであることが分かる。同様に、図-10(b)より側壁から離れた領域で $-\overline{uw}/U_{*s}^2$ は極大値をもち、この領域は図-6(b)に見られる dU/dz が大きな領域と一致し、ここでも乱れの生成が盛んであることが分かる。よって、両者の乱れの生成領域が重なり合う側壁領域の半水深付近では、乱れの生成が特に顕著となる。

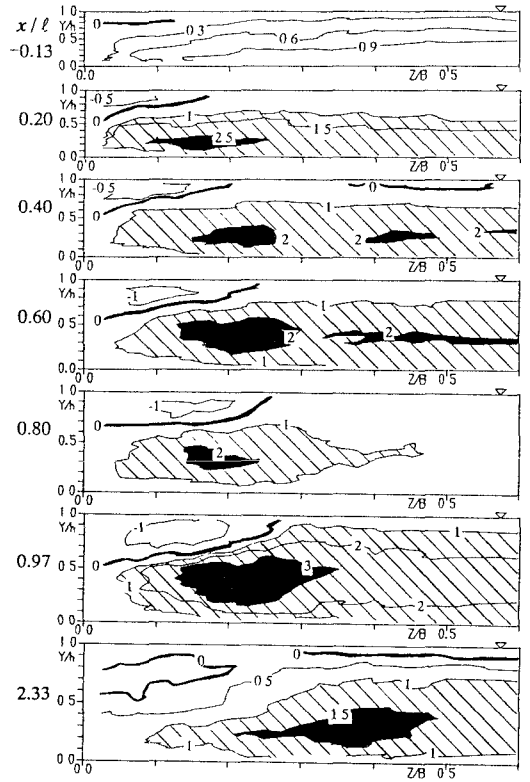


図-9 Reynolds 応力 $-\overline{uv}/U_c^2$ 分布

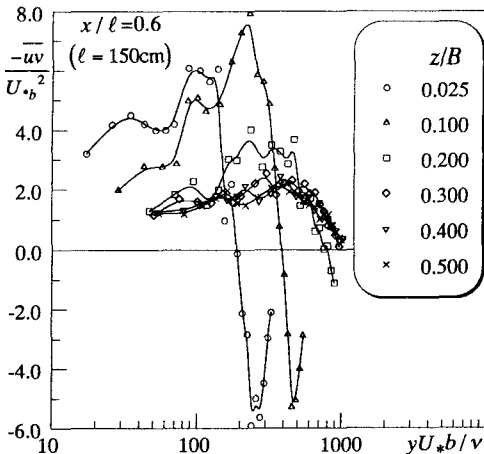


図-10(a) $x/\ell = 0.60$ の $-\overline{uv}/U_{*b}^2$ の鉛直方向分布

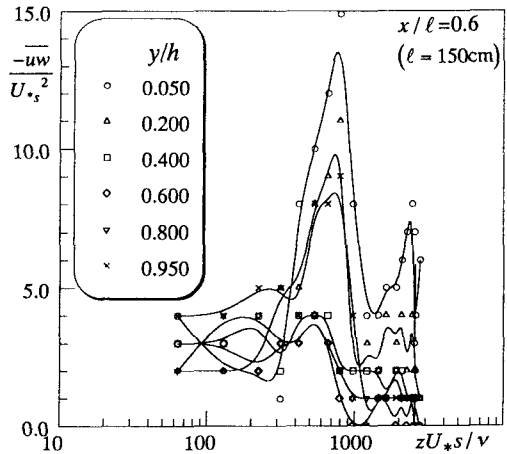


図-10(b) $x/\ell = 0.60$ の $-\overline{uw}/U_{*s}^2$ の水平方向分布

3.6 乱れエネルギー

図-11に乱れエネルギー $k = (u'^2 + v'^2 + w'^2)/2$ を U_c で無次元化した k/U_c^2 の分布を示す。漸変部では、2次元領域の半水深付近および側壁領域の半水深付近に乱れエネルギーの極大領域が観察される。これは、図-6(a), (b)に示されるように速度勾配が等流のものより急であることと、図-10(a), (b)に示されるように Reynolds 応力が極大値をとることによる。なお、極大値は流下方向に増加する傾向がある。

4. 結論

流下方向に水深が増加する開水路常流の流速分布が測定され、以下のことが明らかにされた。(1)流れが2次元である領域は、水深の増加に影響を受けずに等流と同様に側壁から水深の約2.5倍以上離れた領域である。(2)2次元領域では、内・層の主流速分布は log-wake 則で表現でき、 Π は β と式(4)の関係があり、Reynolds 応力は圧力勾配の影響によって半水深付近で極大値を示す。(3)水面渦および底面渦は水深の約6割の位置で接しており、これらの渦の鉛直スケールはおおよそ半水深規模を維持し、横断スケールは水深の2倍程度の規模を維持する。(4)側壁領域の半水深付近では Reynolds 応力の極大領域が顕著に認められ、この極大値は流下に伴い増加する。(5)Reynolds 応力の増加によって、乱れの生成率および乱れエネルギーが側壁領域の半水深付近で顕著に増加する。

本研究では、側壁領域の半水深付近において乱れ諸量が等流のものと顕著に異なる知見を得た。この現象は Reynolds 応力が壁面から離れた領域で極大値をとることと、速度勾配が大きくなることによるが、この領域において Reynolds 応力および速度勾配が増加する原因は現在のところ明らかとはいえない。今後、原因を究明する必要があると考えている。

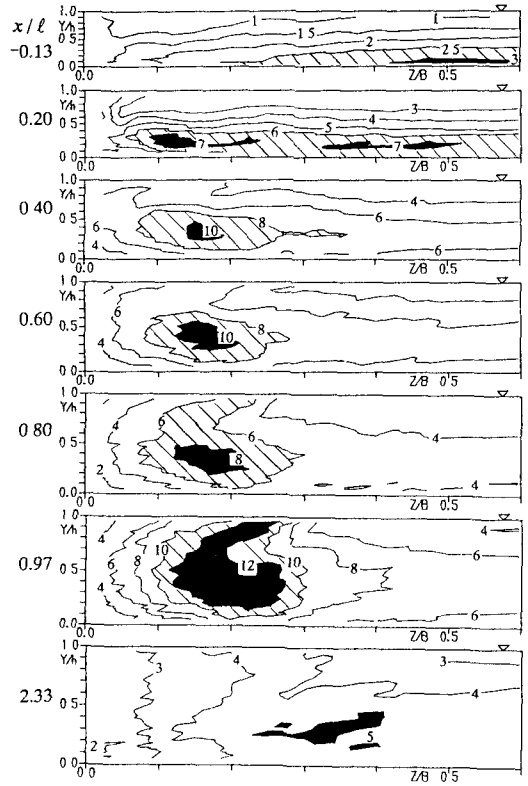


図-11 乱れエネルギー k/U_c^2 分布

謝辞：実験に多大な協力して頂いた4年生、岡本智和および技術補佐員の白神晴崇の両氏に謝意を表します。

参考文献

- 1) 瀬津家久, 門田章宏, 戸田孝史, 中川博次: 加速流および減速流の解析手法とその乱流特性, 土木学会論文集, No.509/II-30, pp.89-97, 1995.
- 2) 鬼束幸樹, 浦 勝, 秋山壽一郎, 松岡定和, 水工学論文集, 第39巻, pp.391-396, 1995.
- 3) Clauser, F. H.: Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients, *J. Aeronautical Sciences*, pp91-108, 1954.
- 4) Bradshaw, P.: The turbulence structure of equilibrium boundary layers, *J. Fluid Mechanics*, Vol.29, pp.625-645, 1967.
- 5) Lian, Q. X., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.215, pp.101-124, 1990.
- 6) 岡部健士, 杉尾捨三郎, 第25回水理講演会論文集, pp.119-124, 1981.
- 7) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 8) Kironoto, B. A., *Doctoral Dissertation No.1094*, Ecole Polytechnique Federale, Lausanne, Switzerland, 1993.
- 9) 祢津家久, 中川博次, 第29回水理講演会論文集, pp.769-774, 1985.
- 10) 富永晃宏, 江崎一博, 第29回水理講演会論文集, pp.827-832, 1985.