

自由水面を有する開水路内の乱流構造解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸^{*1}, 松原 珠^{*1}
松本 将師^{*1}, 平田 賢^{*2}Numerical Analysis of Three-Dimensional Turbulent Structure
in Open Channel FlowHitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA, Tamaki MATSUBARA,
Masashi MATSUMOTO and Masaru HIRATA

Numerical simulation has been carried out for the fully developed turbulent flow of an open channel by using a Reynolds stress model. In calculation, since the turbulent structure including free surface is different from the duct flow, it is necessary to modify the model constants and boundary condition. Calculated results are compared with the experimental data available. The most important feature is that the maximum velocity appears not at the free surface, but rather just below it, in the open channel flow. This phenomenon is called the 'velocity-dip', and it is peculiar to open channel flows. The present method can predict this phenomenon well. The secondary flow pattern of the open channel is quite different from that of a closed channel. The essential reason for this difference is the presence of a free surface, instead of a plane symmetry. This secondary flow pattern is predicted in good agreement with the experimental data by applying the modified Reynolds stress model.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Secondary Flow, Reynolds Stress Model, Open Channel, Free Surface

1. 緒 言

河川流路は、自由水面を有する代表的な流れである。この河川流路を特徴づける一つの現象として、その最大主流方向速度が自由水面下に存在することが指摘されている⁽¹⁾。この最大主流方向速度の自由水面下への降下現象(velocity-dip)が、乱れの非等方性により発生する第2種二次流れに起因することも、同時に古くより指摘されていたが、実験的に明らかになったのは、ごく近年になってからである。これは、水流計測が、空気計測と比較して困難な問題を内在していたことによるものと思われる。

自由水面の実験解析例として、古くは, Rajaratnam-Muralidhar⁽²⁾の実験が挙げられる。彼らは河床上の横断方向へのせん断応力分布が、第2種二次流れにより支配されることを報告している。Knight Demetriou-Hamed⁽³⁾は、多くの開水路、閉水路の実験結果より、抵抗係数の実験式を導出している。また、Nakagawa-Nezu-Ueda⁽⁴⁾は、自由水面を有する二次元乱流を対象に、自由水面近傍の乱流特性量を熱線流

速計を用いて測定し、自由水面に垂直方向の速度変動が、閉水路と比較してより減衰されることを明らかにした。したがって、自由水面近傍での、乱れの非等方性が強くなり、第2種二次流れのパターンが閉水路の場合と比較し大きく異なることが推察される。この点に関し、瀬津・中川⁽⁵⁾は、レーザドップラー流測計を用いて、自由水面を有する三次元開水路を対象に、レイノルズ応力分布、ならびに第2種二次流れ分布を詳細に測定した。彼らは、自由水面近傍での第2種二次流れ強度は、コーナ部に発生する二次流れと比較して大きく、その流動挙動は、閉水路のそれとは異なる流動パターンを取ることを明らかにした。同時に、二次流れは、主流方向速度等値線を自由水面下に降下させるように作用し、この種の開水路に特徴的な現象を明らかに捕らえている。また、開水路内の第2種二次流れ発生に関し、理論的な考察を最初に試みたのは、Einstein-Lin⁽⁶⁾である。彼らは、主流方向の渦度とレイノルズ応力との関係を示す基礎方程式を導出し、二次流れの発生が、レイノルズ応力の断面内での非一様分布に起因することを指摘している。

一方、自由水面に関する数値解析については、Naot-Rodi⁽⁷⁾の解析が挙げられる。彼らはNakagawa-Nezu-Ueda⁽⁴⁾が示した、自由水面近傍にて、その垂直

* 原稿受付 平成5年12月24日。

^{*1} 正員, 宇都宮大学工学部 (〒321 宇都宮市石井町2753)。^{*2} 正員, 芝浦工業大学システム工学部 (〒330 大宮市深作307)。

方向速度変動が減衰するとの指摘に注目して、乱れエネルギーの再配分をモデル化し、代数応力モデルを用いて開水路内の第2種二次流れ分布を初めて予測した。瀬津・中川⁽⁸⁾は、 $k-\varepsilon$ 二方程式乱流モデルを、開水路乱流場に拡張し、二次元乱流場の乱流特性量を予測し、比較的良好な値を得たことを報告している。この二次元乱流場の予測に関しては、Celik・Rodi⁽⁹⁾も解析を試みている。彼らは、代数応力モデルを用いており、乱流エネルギー、垂直方向速度変動の減衰を良好に予測できたことを報告している。また、一般河川には、洪水時に備えた河川敷が設けられているが、この河川敷も含めた複断面開水路内の乱流場を対象に、Naot・Nezu Nakagawa⁽¹⁰⁾は、乱流散逸項の境界条件に改良を加えて、解析を行っている。彼らの結果には、過度、主流方向速度の等値線等は明示されているが、レイノルズ応力分布についての検討はなされていない。このことは、Naot・Rodi⁽⁷⁾、瀬津・中川⁽⁸⁾、Celik・Rodi⁽⁹⁾の解析結果についても共通している。

こうした状況を踏まえ、本研究は、このような自由水面を伴う三次元乱流場を対象に、レイノルズ応力モデルを用いて数値予測し、本乱流モデルの妥当性、自由水面を有する乱流場の流動特性について検討を加えることを第1の目的とする。また、従来、比較検討されなかったレイノルズ応力分布も実験と比較し、その差異分析を行うことを第2の目的とする。その際、各レイノルズ応力までも詳細に測定している瀬津・中川⁽⁵⁾の測定結果を計算対象とする。自由水面に関する研究は、境界層や、管内流と同様に、流れの物理現象解明に不可欠であるばかりか、河川工学の分野より河川の抵抗則や三次元性、乱流拡散、浮遊砂などの土砂輸送、主流と浸透流、あるいは波と乱れなどの相互作用を解明するうえで重要な役割を果たすものと考えられる。

2. 記 号

$C_1, C_2, C_1^*, C_1', C_2^*, C_2', C_\mu, \zeta$: 経験定数

D_h : 水力直径

$f(L/x_w)$: 壁の影響を示す関数

k : 乱流エネルギー

L : 特性距離

P_k : 乱流エネルギー生成

Re : レイノルズ数 $= U_b D_h / \nu$

$u_i u_j$: レイノルズ応力

U_i : i 方向時間平均速度成分

U_b : 混合平均速度

$U_{\max}$: 流路断面最大速度

U_τ : 摩擦速度

ε : 乱流散逸

ν : 粘性係数

κ : カルマン定数

π_{ij} : 圧力・ひずみ相関項

ρ : 密度

τ_w : 壁面せん断応力

ϕ : 流れ関数 $= \int U_3 dX_2$

3. 解 析 手 法

3・1 計算対象実験 数値解析の対象とした瀬津・中川⁽⁵⁾の実験装置の概略図、および座標軸を図1に示す。図1中の逆三角形記号は、自由水面を示す。測定流路は、短辺 $h=10.1$ cm, 長辺 $B=20.1$ cmの長方形断面をもつ、全長 20 mの流路である。レイノルズ数は、代表速度に混合平均速度 U_b , 代表寸法に水力直径 D_h を用いて $Re = U_b D_h / \nu = 9.7 \times 10^4$ である。また、測定断面位置は、水路上流端から 18 m 下流に設置されている。この位置は、水力直径 D_h の、ほぼ 89 倍の位置に当たり、完全発達領域に相当しているものと考えられる。測定に関しては、二次元レーザドップラー流速計を用いて、第2種二次流れ、レイノルズ応力分布を測定している。

座標系は、主流方向を X_1 軸、これと直交する向きを断面方向とし、水平方向を X_2 , 垂直方向を X_3 軸と定義している。

3・2 レイノルズ応力方程式 乱れの非等方性を正確に扱う意味より、本解析においては、レイノルズ応力方程式を解くことを考える。レイノルズ応力方程式の厳密式は次式で示される。

$$\frac{D \overline{u_i u_j}}{Dt} = \underbrace{-\overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k}}_{\text{Production}} + \underbrace{\frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{Pressure strain correlation}}$$

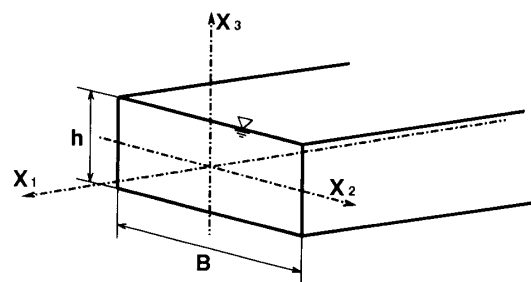


図1 計算対象空間および座標系

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\underbrace{u_i u_j u_k - \nu \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_k} - \frac{b}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j)}_{\text{Diffusion}} \right] \\
 & - 2\nu \underbrace{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{\text{Dissipation}} \dots\dots\dots (1)
 \end{aligned}$$

数値計算の上で特に障害となるのが、左辺第1項の対流項、ならびに右辺第3項の拡散項である。従来のモデルでは、これらの項に対して各項を省略してモデル化を行っているが、対流項、拡散項の影響を多少とも考慮する意味より Rodi⁽¹¹⁾ 近似を用いてモデル化を行った。この Rodi 近似を用いることにより計算の簡便性、経済性が得られる反面、代数応力モデルとなり、近接空間での物理量の相互依存性が薄れる作用があるという問題を内包するのも事実である。

レイノルズ応力方程式をモデル化する際に問題となる圧力・ひずみ相関項のモデル化に際しては、四次相関テンソルに付与される制約条件を一部改良しモデル構築を行っている。モデル化された圧力・ひずみ相関項を表1に示す。Naot-Rodi⁽⁷⁾ も、レイノルズ応力モデルを用いて解析を行っているが、彼らは、断面方向速度こう配は小さいとみなし、これらの項を無視してモデル構築を行っているが、本提示モデルはこれらの項も加味しており、彼らの提示モデルとは異なる。これらモデル導出については、別報⁽¹²⁾ にて詳述した。表1中 $\pi_{ij,1}$ は純粋な乱れによる影響を、 $\pi_{ij,2}$ は、平均流による影響を、 $\pi_{ij,w}$ は壁面による影響を示している。また、 $f(L/x_w)$ は、壁の影響を示す関数で壁面近傍で1、壁から離れるにつれて零に近づく。 x_w は壁面からの距離を示している。 $f(L/x_w)$ 、および x_w は、以下

表1 圧力・ひずみ相関項のモデル化

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-c_1 \frac{\epsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right)$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{c_2 + 8}{11} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) + \zeta k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{8c_2 - 2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$
$[\pi_{ij} + \pi_{ji}]_w$	$c_1 = c_1^* + c_1' f \left(\frac{L}{x_w} \right), \quad c_2 = c_2^* + c_2' f \left(\frac{L}{x_w} \right),$ $\zeta = \zeta^* + \zeta' f \left(\frac{L}{x_w} \right)$

$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}, \quad D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$
 $P_k = -\overline{u_k u_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_i}$

表2 圧力・ひずみ相関項の定数系

c_1^*	c_2^*	ζ^*	c_1'	c_2'	ζ'
1.4	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.1

のように定義される。

$$f\left(\frac{L}{x_w}\right) = \frac{C_\mu^{3/4} k_s^{3/2}}{\chi} \frac{1}{x_w} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{1}{x_w} = \frac{\sum (1/x_n)_i^2}{\sum (1/x_n)_i} \dots\dots\dots (3)$$

また、モデル定数系については、モデル化された方程式を、単純せん断流、壁面近傍流れに適用し、おのおの流れ場に対するレイノルズ応力方程式を導出し、加えて各流れの実験結果を基に定数を決定していく。本研究の場合、Rodi 近似を用いていることにより、非局所平衡状態の表現も可能なため、実験結果としては、Champagne-Harris-Corrsin⁽¹³⁾ ($P_k/\epsilon=1.0$)、および Harris-Graham Corrsin⁽¹⁴⁾ ($P_k/\epsilon=1.55$) のデータを基に、壁面近傍の流れに対しては Launder ら⁽¹⁵⁾ の使用したデータを基に定数決定を行った。得られたモデル定数系を表2に示す。

Nakagawa-Nezu-Ueda⁽⁴⁾ は、自由水面近傍の流れに特徴的な現象として、自由水面に垂直方向の速度変動が、自由水面近傍に近づくにつれて減衰することを指摘している。このことは、壁面近傍流れにおいても共通した現象であり、この意味より、自由水面は一種の壁面とも考えられる。そこで、先に示した定数系を自由水面にも適用し計算を行うものとした。

ただし、壁面近傍、自由水面近傍流れに関し、両者で大きく異なる点として、自由水面近傍においては、その垂直方向速度変動が自由水面に到達する以前に急激に減衰し、自由水面下にて非常に小さな値を取ることが指摘できる⁽⁴⁾。この急激な減衰現象を計算に加味する意味より、垂直方向速度変動値を自由水面から、計算第1点めまで零とし、この減衰現象を近似することとした。実際、この条件を課すことにより、計算結果は、実験値により近い分布を示した。

散逸項は、高レイノルズ数流れ場で、局所等方性を仮定することにより次式のようにモデル化される。

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} \dots\dots\dots (4)$$

3.3 境界条件 自由水面を扱った境界条件に関しては、現在、種々提案されているが、大別すると以下に示すような境界条件が提案されている。Naot-Rodi⁽⁷⁾ は、乱流散逸長さが、仮想原点から線形に増加すると仮定し、散逸に関する次の境界条件を提案している。

$$\epsilon_s = C_\mu^{3/4} k_s^{3/2} \left(\frac{1}{y'} + \frac{1}{y^*} \right) \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 ϵ_s 、 k_s は、それぞれ自由水面上での散逸、乱流エネルギーであり、 y^* は、側壁からの垂直距離を示している。また、 y' は、実験結果より水深の0.07倍

を取って $y' = 0.07h$ と定義している。瀬津・中川⁽⁸⁾ は、自由水面により乱流エネルギーが減衰されるという実験事実を定式化し、自由水面での乱流エネルギーを以下のように表している。

$$k_s = Dk_d \cdots \cdots \cdots (6)$$

D は、減衰係数であり実験結果より 0.8 程度を推奨している。 k_d は閉水路の上下対称軸上での乱流エネルギー値であり、したがって、本モデルを使用する際には、閉水路の計算が必要となる。Gibson-Rodi⁽¹⁶⁾ は、自由水面に垂直方向の速度成分の減衰を、レイノルズ応力モデル中の定数系に導入することを提唱して、二次元乱流に適用し比較的良好な結果を得ている。Naot-Nezu-Nakagawa⁽¹⁰⁾ は、水深がステップ状に変化した場合においても適用できるよう、乱流散逸長さを連続的に変化するように定義して、複断面開水路に適用している。

以上のように、種々の境界条件が提示されているが、これらの境界条件は、使用する乱流モデルとの適合性、整合性等を考慮して設定されているものと思われる。本研究においては、以上のモデルを参考に、境界にて乱流散逸を有限値として与え、それ以外のパラメータに関しては、対称軸上にて使用される一般的な境界条件を設定することとした。乱流散逸の与え方については、前述のように自由水面も一種の壁面と考えられること、水深がステップ状に変化しても乱流散逸が不連続値を取らないようにすることなどを考慮し、一次近似として、一般に壁関数として使用される次式を用いて計算を行うこととした。ただし、次式に示す乱流散逸値は、壁関数を使用する場合と同様、自由水面から計算第 1 点めに与えた。式中、 y は計算第 1 点めまでの垂直距離を示している。

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{xy} \cdots \cdots \cdots (7)$$

一方、側壁、底壁面での乱流特性量 k , ε の境界条件に対しては、本提示モデルは、高レイノルズ数形乱流モデルであり、壁関数を用いている。

また、定数決定の際に述べたように、自由水面に垂直方向の速度変動の減衰現象を定数系に考慮していることより、本解析手法では、Gibson-Rodi⁽¹⁶⁾ の考え方も同時に加味している。

3・4 数値解析 計算領域は、図 1 に示す領域のうち系の対称性を考慮して 1/2 断面として計算を行った。レイノルズ数は、実験を踏襲し $Re = 9.7 \times 10^4$ とし、流れは、完全発達流れとして計算を行う。計算格子数は、1/2 断面で 30×30 である。このとき、計算格子は等間隔配列とした。また、壁関数を使用していること

より、壁面からの計算第 1 点めが摩擦速度にて無次元化した無次元距離で 40 程度となるよう格子配列数を設定した。計算格子依存性については、 20×20 の場合についても計算を行い、両結果を比較し大きな差のないことを確認した。

数値解析においては、スタグガート格子系を用い、有限体積法により各方程式の離散化を行った。差分スキームは速度成分について QUICK (三次精度の風上差分)、乱流特性量の k , ε については PLDS (セル Peclet 数のべき乗で表現されるスキーム) をおのおの使用した。圧力解法については、連続の式より圧力補正式を導き、連続の式を満足するように、速度および圧力の補正を行う SIMPLE 法を用いて計算を行った。運動方程式中に現れるレイノルズ応力の取扱いは、計算の安定性を図る意味よりレイノルズ応力を運動方程式中に直接取り込むのではなく、拡散項の一部としてレイノルズ応力を取り込む Pseudo-viscosity を採用した。主流方向の圧力こう配は、放物流の場合と同様に管断面を通過する全質量の保存式によった。

計算手順は、最初に応力方程式を解き、次に速度成分を算出した後、圧力補正式を解いて速度および圧力を補正する。その後、乱流特性量 k , ε を解いて 1 回の計算を終了する。これを収束条件を満足するまで繰返す。収束条件としては、 k 方程式をサンプルとして、方程式の誤差が、 k の生成項の 10^{-5} 以下になることを目安とした。

4. 結果と考察

4・1 平均速度場の比較 図 2 は、主流方向速度等値線の瀬津・中川⁽⁵⁾ の実験結果、および本計算結果を比較したものである。各等値線は、主流方向の管路断面最大速度 $U_{1\max}$ で無次元化している。また、図 2 中の実線は垂直方向 X_3 軸線上での最大速度位置を結んだ最大流速線 (max-line) である。

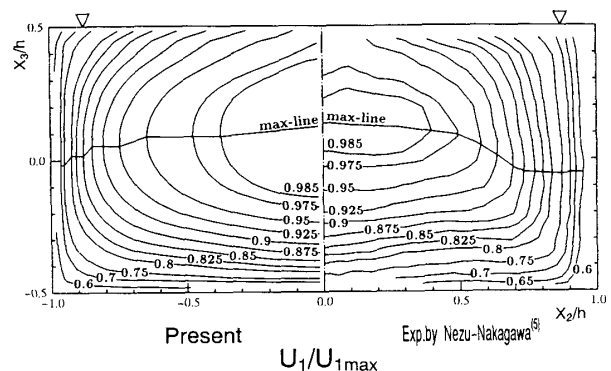


図 2 主流方向速度等値線比較

実験結果より、特徴的な点として、主流方向速度の最大値が水面下に存在することが指摘できる。計算結果においても、この傾向を良好に予測しているが、左右対称軸線近傍の等値線の占める領域については、実験と計算とは差異が認められる。一般に、自由水面を伴わない閉水路においては、そのコーナ部に、第2種二次流れが生成され、等値線のコーナ部への突出しが認められるが、開水路の場合には、実験、計算ともに顕著な等値線図のひずみは認められない。このことは、この領域での二次流れが、従来の二次流れ挙動と異なることを示唆しているものと考えられる。また、最大流速線(max-line)を比較すると、実験においてその実線は、 $X_3/h=0.14$ より、右下がりの曲線を描いて降下しているが、計算においても同様な傾向を示している。

図3は、第2種二次流れベクトル図を両結果で比較したものである。実験結果より、開水路における二次流れは、管路にみられる二次流れとは大きく異なり、自由水面で大きな二次流れを形成すること、コーナ部における二次流れは、自由水面より生成された二次流れにより抑圧された分布をしていることなどが、その特徴として指摘できる。また、自由水面近傍にて水路中心部に向かう二次流れ成分が非常に強く、このため

水路中央部の広い範囲にて下降流が現れている。正方形断面管路においては、この水路中央部の領域では、上昇流が支配的であり、まったく逆の傾向を示している。図2の主流方向速度等値線と比較すると、自由水面の大きな二次流れは、主流方向速度等値線の水路中央部への突出しを促進し、水路左右対称軸線近傍の下降流は、最大流速点の降下を誘起している。計算においても、これらの傾向を比較的良好に捕捉しており、解析手法の妥当性を示しているものと思われる。

図4は、第2種二次流れを構成する速度成分のうち、垂直方向速度 U_3 の等値線を、実験、計算とで比較した結果である。実験結果において、特徴的な点として、比較的高い絶対値が、側壁、および水路左右対称軸上に認められ、また、零ラインが底壁面近傍、コーナ部から自由水面に向かって認められることなどが指摘できる。計算結果も同様な結果となっていることが理解できる。また、その強度については、水路左右対称軸近傍、側壁近傍の等値線図より、計算結果は、実験値を比較的良好に予測している。

図5は、流れ関数の等値線を実験、計算とで比較したものである。実験、計算とも、自由水面近傍の大きな渦と、底壁面近傍に小さな渦が認められる。計算結果

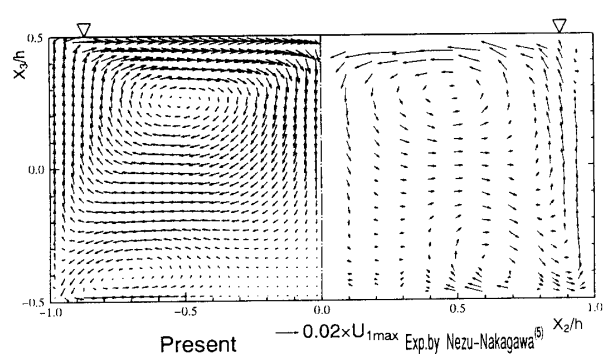


図3 第2種二次流れベクトル比較

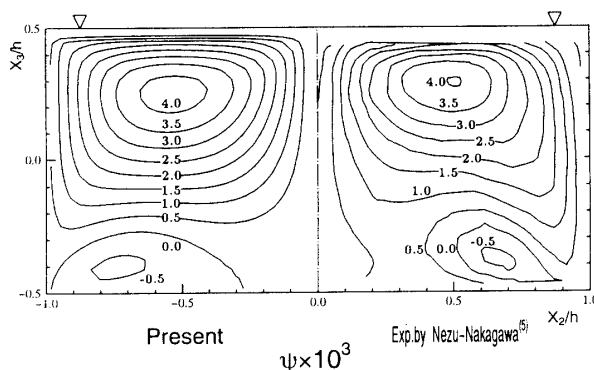


図5 流れ関数等値線比較

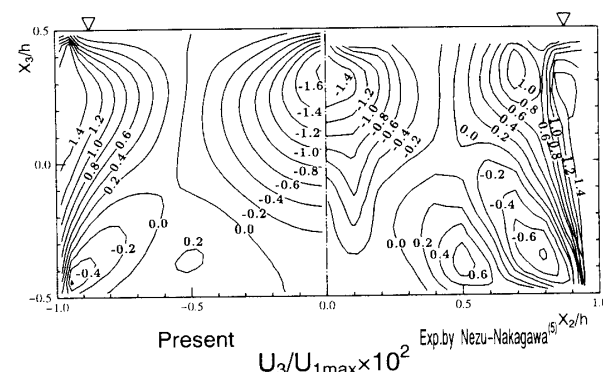
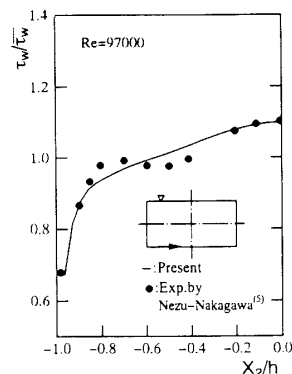
図4 垂直方向速度 U_3 等値線比較

図6 底壁面の壁面せん断応力値比較

は、二つの渦中心位置を比較的良好に予測し、実験にて渦中心部近傍に認められる 4.0, -0.5 の値も同時に予測している。

図 6, 7 は、それぞれ底壁面に沿う壁面せん断応力、側壁に沿う壁面せん断応力分布を、両結果にて比較したものである。この壁面せん断応力を導出する際には、実験同様、次の対数速度分布から摩擦速度 U_τ を算出し、せん断応力を導出している。導出した壁面せん断応力は、当核壁面の平均せん断応力 $\bar{\tau}_w$ にて無次元化し表示してある。

$$\frac{U_1}{U_\tau} = 5.75 \log\left(\frac{U_\tau X_i}{\nu}\right) + 5.5 \quad \dots\dots\dots (8)$$

図 6 より、実験において、壁面せん断応力は $X_2/h = -0.5$ 近辺にて減少傾向を示した後、水路中心部に向かって単調増加していることが、特徴的な点として挙げられる。このせん断応力の減少傾向は、 $X_2/h = -0.5$ 近傍での二次流れに起因すると思われる。すなわち、図 3 に示した二次流れベクトルの実験結果より、この領域にて二次流れは上昇流を示すことがわかる。この流れにより、壁面近傍の速度の遅い流体が水面に向かって輸送されることより、速度こう配値が小さくなり、せん断応力の減少傾向を示すものと解釈される。その

後、単調増加を示し水路左右対称軸上にて最大値をもつのは、この対称軸に沿う、自由水面から、底壁面に向かう二次流れに起因するものと思われる。自由水面をもたない矩形断面管内流れにおいては、左右対称軸に沿って、自由水面の場合とは、まったく逆方向の二次流れが発生するため、壁面せん断応力は、この対称軸近傍では、減少傾向を示し、最大値を示すことはない。したがって、底壁面での壁面せん断応力分布は、この種の自由水面を有する流れ場に特有な現象と解釈される。一方、計算結果は、底壁面に沿う二次流れ強度が弱いため、 $X_2/h = -0.5$ 近傍での減少傾向は明らかではないが、せん断応力は単調に増加し、水路左右対称軸にて最大値を取ることは共通しており、その値も比較的实验値に近い値を示している。

図 7 の側壁におけるせん断応力の結果より、せん断応力は、自由水面に近づくにつれ、実験、計算とも減少傾向を示していることがわかる。これも自由水面近傍にて発生した側壁から、水路中心部に向かって流れる二次流れが、主流方向速度等値線をひずませることに起因しているものと解釈される。

4.2 変動速度場 図 8 に、乱流エネルギー等値線の計算結果を示す。実験結果は示されていないため

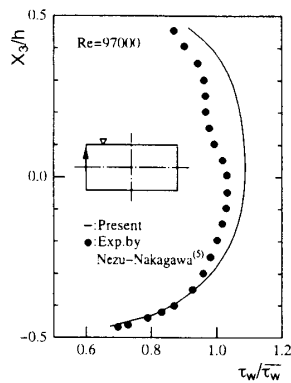


図 7 側壁面の壁面せん断応力値比較

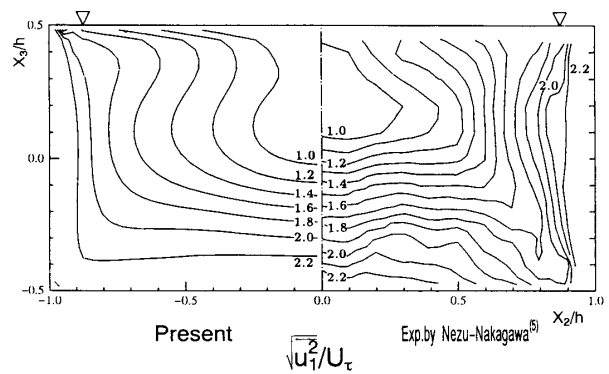


図 9 垂直応力 u^2 等値線比較

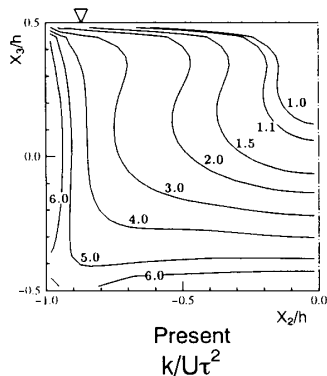


図 8 乱流エネルギー等値線図

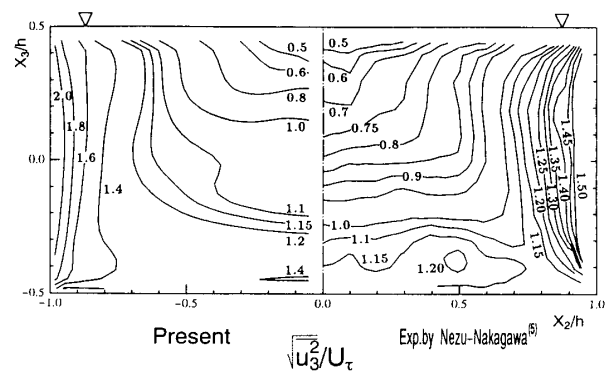
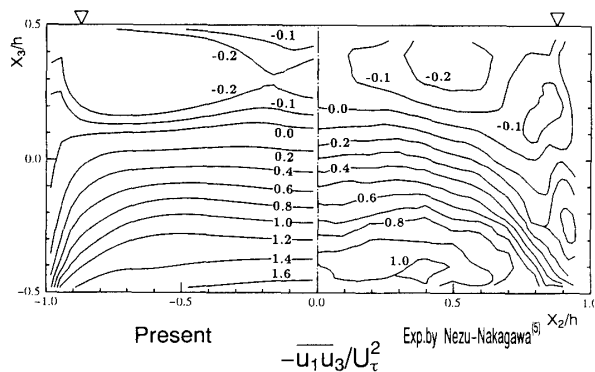


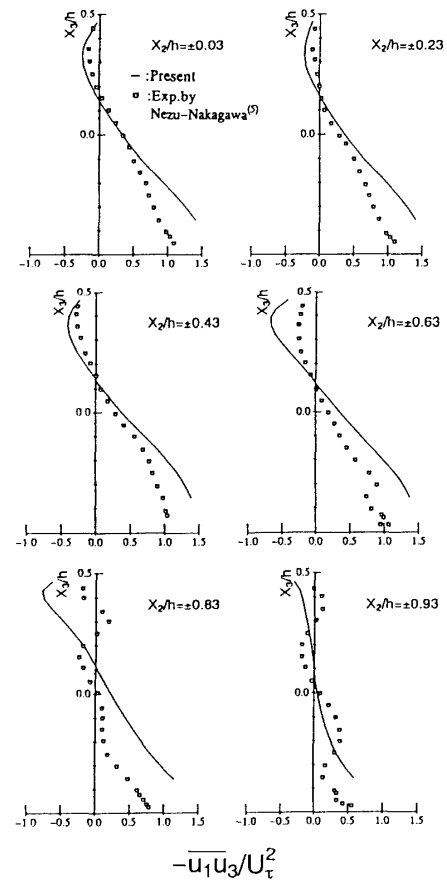
図 10 垂直応力 u^2 等値線比較

図 11 セン断応力 $\overline{u_1 u_3}$ 等値線比較

計算結果のみを示す。計算結果より、小さな値をもつ乱流エネルギーの等値線が、自由水面下に認められるが、これは、先に示した最大速度位置の降下現象と同様、自由表面近傍に形成された二次流れによるものと解釈される。乱流エネルギーの最大値は、両壁面近傍にて形成される。また、コーナ部への等値線図の突出しは、管内部に認められるほど顕著には認められない。さらに、特徴的な現象とし、水面近傍にてその等値線が、側壁に向かう分布を示していることが挙げられる。このことは、乱流エネルギーは、自由水面近傍に近づくにつれ減衰することを示しており、瀬津・中川⁽⁸⁾が自由水面に特有な現象として指摘した点と符合している。

図 9 に、主流方向速度変動の等値線図を実験、計算とで比較した結果を示す。計算結果の主流方向速度変動の等値線は、乱流エネルギーのそれと、全体的に類似の分布を示している。これに対し、実験結果の等値線は、自由水面近傍を除いて類似の分布を示している。また、水路左右対称軸近傍にて、等値線の降下現象が両結果にて認められる。実験において、水路中心部には 1.0 の等値ラインが、壁面近傍では 2.2 の等値ラインが認められるが、計算においても多少位置は異なるものの、これらの値を予測している。しかし、計算結果の 2.2 の等値線のほうが、比較的大きな領域を両壁面にて占めている。また、主流方向速度変動、乱流エネルギー分布において、自由水面近傍でその速度変動の減衰が、計算においては認められたが、実験結果からは、この減衰効果は認められない。

図 10 は、垂直方向速度の速度変動等値線を、実験計算とで比較した結果である。実験結果より、この種の自由水面に特徴的な垂直方向速度変動の減衰が、自由水面近傍にて認められる。また、その最大値は、側壁近傍に存在している。計算結果もこれらの傾向を予測する結果となっているが、その値については、水路中心

図 12 局所せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ 等値線比較

部領域において、差異が認められる。また、底壁面近傍、側壁近傍においても、計算結果は、実験値をいくぶん高く予測する傾向を示している。

図 11 は、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の等値線を実験、計算とで比較した結果である。実験結果より特徴的な点として、零ラインを狭んで異符号領域が認められる点が指摘できる。この発生は以下のように説明される。すなわち、せん断応力が渦動粘性係数と速度こう配との積として表現されるものとする、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の符号は、速度こう配 $\partial U_1 / \partial X_3$ の符号に支配される。自由水面近傍では、二次流れにより主流方向速度等値線が、大きくひずまされる結果、速度こう配 $\partial U_1 / \partial X_3$ の符号が、水面近傍にて逆転し異符号領域を形成することになる。正方形断面管路においても、この異符号領域は認められるが、負符号の占める領域は、自由水面をもつ場合と比較してかなり小さいものとなっている⁽¹⁷⁾。

計算結果もこの異符号領域、あるいは零ラインの位置を比較的良好に予測しているが、底壁面近傍の値を実験値と比較すると、計算結果は大きめの値を予測している。また、自由水面近傍の左右対称軸近傍に、計算

では、 -0.2 の等値線が認められるが、実験では存在していない。

図 12 は、垂直軸 X_3 に沿うせん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の局所分布を実験値と、計算値とで比較した結果である。計算結果は、自由水面近傍での値を比較的良好に予測しているが、底壁面近傍に近づくにつれ実験値より離れていく傾向にあることがわかる。このように壁面近傍にて実験値と差異が生じる一つの要因として、本乱流モデルが壁関数を用いた高レイノルズ形乱流モデルであることを指摘できる。また、実験結果において、その値が、負の値から正の値に変化する X_3/h の位置を、計算結果は、比較的良好に予測していることが理解できる。このことは、図 2 に示した最大流速線(max-line)を比較的良好に予測したことによるものと解釈される。一方、実験結果の $X_2/h=0.85, 0.93$ の位置における、自由水面近傍において、せん断応力は、正值を取った後、負の値を取りその後、再び正值を取る特有な分布を示している。このことは、図 11 に示したせん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の等値線分布からも、読取れる。これに対し計算結果の分布には、これらの現象は認められず、実験結果と異なる結果となった。

5. 結 論

自由水面を有する開水路の完全発達領域における乱流場を対象に、著者ら⁽¹²⁾ の示した乱流モデルを用い、平均速度場、各レイノルズ応力、および壁面せん断応力値等の数値予測を行い、その結果を瀬津・中川⁽⁵⁾ の実験結果と比較検討することより次の結論を得た。

(1) 本解析手法は、この種の流れに特徴的な主流方向最大速度の降下現象を予測することができた。また、その主流方向速度等値線も比較的良好に再現することができた。

(2) 自由水面に垂直方向の速度変動値を計算第 1 点まで零とすることより、その急激な減衰現象を近似し、自由水面での乱流散逸の境界条件を壁関数のそれと同じく定義することより、開水路に特徴的な第 2 種

二次流れを、比較的良好に予測することができた。

(3) 開水路底壁面での、壁面せん断応力値は、水路左右対称軸にて最大値を取ることが、この種の流れを特徴づける一つとして指摘されているが、本解析手法においても、この現象を予測することができた。

(4) 自由水面に垂直方向の垂直応力 $\overline{u_3^2}$ 、および乱流エネルギーの自由水面近傍における減衰現象を予測することができた。

(5) せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の等値線に関して本解析手法は、その異符号領域は予測するものの、その値については、底壁面近傍にて実験結果より高い値を示した。

文 献

- (1) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory* (7th ed.), (1979), 517-519, McGraw Hill.
- (2) Rajaratnam, N. and Muralidhar, D., *La Houille Blanche*, No. 6(1969), 603-609.
- (3) Knight, D. W., Demetriou, J. D. and Hamed, M. E., *J. Hydraul. Eng.*, ASCE, **110**(1984), 405-422.
- (4) Nakagawa, H., Nezu, I. and Ueda, H., *Proc. Jpn. Soc. Civil Eng.*, 241(1975), 155-168.
- (5) 瀬津・中川, 京都大学防災研究所年報, 第 28 号, (1985), 499-522.
- (6) Einstein, H. A. and Li, H., *Geophys. Union*, **39**(1958), 1085-1088.
- (7) Naot, D. and Rodi, W., *J. Hydraul. Div.*, ASCE, **108**(1982), 948-968.
- (8) 瀬津・中川, 土木学会論文集, 387/II 8(1987), 125-134.
- (9) Celic, I. and Rodi, W., *Physicochem. Hydrodyn.*, **5**(1984), 217-227.
- (10) Naot, D., Nezu, I. and Nakagawa, H., *Proc. 9th Symp. Turbulent Shear Flows*, (1993), 26. 3. 1-26. 3. 6.
- (11) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 219-221.
- (12) 杉山・秋山・芹沢, 機論, **56**-531, B(1990), 3328-3335.
- (13) Champagne, F. H., Harris, V. G. and Corrsin, S., *J. Fluid Mech.*, **41**(1970), 81-139.
- (14) Harris, V. G., Graham, A. H. and Corrsin, S., *J. Fluid Mech.*, **81**(1977), 657-687.
- (15) Launder, B. E., Reece, G. J. and Rodi, W., *J. Fluid Mech.*, **68**(1975), 537-566.
- (16) Gibson, M. M. and Rodi, W., *J. Hydraul. Res.*, IAHR, **27**(1989), 233-244.
- (17) Melling, A. and Whitelaw, J.H., *J. Fluid Mech.*, **78**(1976), 289-315.