

低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いた吹送流の 三次元数値解析

吉岡, 秀和

濱上, 邦彦

九州大学大学院農学研究院生産環境科学部門生産環境科学講座生産環境情報学研究室

森, 健

平井, 康丸

九州大学大学院農学研究院生産環境科学部門生産環境科学講座生産環境情報学研究室

他

<https://doi.org/10.15017/16888>

出版情報 : 九州大学大学院農学研究院学芸雑誌. 65 (1), pp.1-11, 2010-02-26. 九州大学大学院農学研
究院

バージョン :

権利関係 :

低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いた 吹送流の三次元数値解析

吉岡 秀和¹・濱上 邦彦
森 健*・平井 康丸

九州大学大学院農学研究院生産環境科学部門生産環境科学講座生産環境情報学研究室

(2009年11月13日受付, 2009年11月19日受理)

Three Dimensional Analysis of the Wind Induced Flow by means of the Low Reynolds Number $k-\varepsilon$ Turbulent Model

Hidekazu YOSHIOKA¹, Kunihiro HAMAGAMI, Ken MORI*
and Yasumaru HIRAI

Laboratory of Bioproduction and Environment Information Sciences, Division of Bioproduction
and Environment Information Science, Department of Bioproduction Environmental Science,
Faculty of Agriculture, Kyushu University, Fukuoka 812-8581, Japan

緒 言

農業用ため池等の閉鎖性水域における流れの主要な駆動力は、水面における熱フラックスや風応力に基づく外的擾乱である。これらの擾乱に基づく流動が水域に与える影響を知ることは工学的に見て非常に重要である。とくに、風応力により生じる流れである吹送流は密度界面の挙動や物質の輸送に大きく関係している。したがって、吹送流は閉鎖性水域の流れと水環境物質の動態に及ぼす影響を考える場合に極めて重要な流れであるため、これまでに多くの研究がなされてきた(例えば鶴谷ら, 1983や, 道奥ら, 1993)。

閉鎖性水域での吹送流を考える場合には、水生植物の存在も重要である。一般に、農業用ため池等の閉鎖性水域では水生植物が繁茂しており、その存在が風的作用を妨げるために流れ場に大きな影響を与えられられる。Ozaki *et al.* (2004) は水生植物の吹送流に与える影響を水理実験により検討しており、水生植物の繁茂量によって吹送流の乱れの構造が変化すること

を示している。しかし、水生植物の存在する場合の吹送流場の三次元流動に着目した研究は見当たらない。

そこで、著者らは水生植物の繁茂する農業用ため池等の閉鎖性水域を対象として、吹送流の三次元乱流構造の解析に取り組んでいる。ここでは、矩形水域を対象とした流れ場の三次元数値解析を行い、水面に繁茂する水生植物の存在が吹送流の乱流特性におよぼす影響について検討を行う。吹送流の数値解析に関する研究はこれまで多くの研究者によってなされてきたが、その多くは水平二次元または鉛直二次元のモデルであり、三次元として扱った例は少ない(例えば、鶴崎ら, 2004)。閉鎖性水域の吹送流場には三次元的な循環が存在し、その特性は風速や風向により変化する。したがって、流れ場の三次元的な応答に関する知見を得ることは重要である。

流れ場の構造解析を行う際には、適用するモデルの選択が重要である。閉鎖性水域内における吹送流場は吹き送り流と戻り流からなる循環流であり、複雑な乱流場である。したがって、適切な乱流モデルの適用が不

¹九州大学大学院生物資源環境科学府生産環境科学専攻生産環境情報学研究室

¹Laboratory of Bioproduction and Environment Information Sciences, Division of Bioproduction and Environment Information Sciences, Department of Bioproduction and Bioenvironmental Science, Graduate School of Biore-source and Environment Science, Kyushu University

*Corresponding author (E-mail: moriken@bpes.kyushu-u.ac.jp)

可欠である。乱流モデルとしては大きく分けてRANS (Reynolds averaged Navier Stokes), LES (Large Eddy Simulation), DNS (Direct Numerical Simulation) が存在するが, その中でもRANSはLESやDNSと比較して計算負荷が小さい利点を持ち, とくに, 多くの計算格子数を要する三次元での流れ場の解析の際には有用である。そこで, 今回は乱流モデルとしてRANSを選択した。また, 乱流場では乱れエネルギーやエネルギー散逸などの乱流特性値が重要な働きを担っており, これらを十分な精度で求めるためには0方程式系モデルや1方程式系モデルでは難しい。とくに, 吹送流場においては水面での乱れの生成・散逸が大きく, このことが流れ場に大きな影響を与えているため水面付近に関しては出来るだけ精度良く計算する必要がある。そこで, 2方程式系RANSモデルである $k-\epsilon$ 型乱流モデル ($k-\epsilon$ モデル) を選択した。

本研究ではまず, 標準型 $k-\epsilon$ モデル, 改良型 $k-\epsilon$ モデル (改良Launder-Kato型), 低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデル (Shimada-Nagano型) の三種類の乱流モデルを用い, 数値実験を行い, その結果と既往の研究成果を比較し, 各モデルの有用性に関する検討を行った。その結果, 既往の研究成果と最も整合する結果を示した低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルを用いて矩形水槽内の三次元的な流れ場に関する検討を行い, さらに, 水面に水生植物が存在すると仮定し, 水生植物が存在する場合に風の作用が吹送流に与える影響について検討を行った。

モデルと計算手法

1. 乱流モデル

本研究において計算対象とした水域の概要を図1に示す。計算領域を矩形とし, 水面において風が定常的に一方向に作用する場合を考える。流れ場として単相・非圧縮性を仮定すると, 基礎方程式の連続の式, ナビエ・ストークス方程式は以下のようにあらわされる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \overline{u_i u_j'} \right] \quad (2)$$

ここに, $x_i (i=1,2,3)$ は位置座標であり, x_1 が水平横向き (風の進行方向), x_2 が水平奥行き方向, x_3 が鉛直上向きを示している。また, $u_i (i=1,2,3)$ (m/s) は流速の各方向成分, p は圧力, ν は水の動粘性係数 (m^2/s), t は時間 (s) を示している。なお, $\bar{\quad}$ (バー) はレイノル

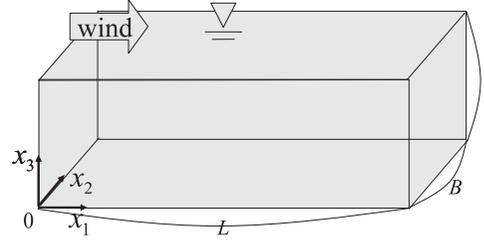


図1 計算対象水域

ズ分解における平均成分を, $'$ (プライム) は変動成分を表しており $-\overline{u_i' u_j'}$ ($j=1,2,3$) はレイノルズ応力である。ここで, $L=6.0$ (m), $B=0.3$ (m), $H=0.4$ (m) である。

$k-\epsilon$ 乱流モデルについては既往の研究により様々な形式が提案されているが, 後述するようにそれぞれのモデルは異なる特徴を持っており, 各モデルがその再現性を十分に発揮することのできる流れ場は異なる。したがって, 計算対象によって使用するモデルを選択する必要がある。本研究では, まず標準型 $k-\epsilon$ モデル, 改良型 $k-\epsilon$ モデル (改良Launder-Kato型), 低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデル (Shimada-Nagano型) の三種類の乱流モデルについて, 既往の研究成果を比較からその有効性を検討し, 吹送流の計算に最適なモデルの選択を行う。

(1) 標準型 $k-\epsilon$ モデル

標準型 $k-\epsilon$ モデルはこれまで多くの流れ場に使われており, その有用性も実証されている。しかしながら壁面近傍では壁関数を用いた壁法則が必要であり, 壁面での境界条件を直接与えることが難しい。また, 既往の研究において吹送流場における自由水面近傍では標準型 $k-\epsilon$ モデルを何の補正もせずに用いて計算を行った場合, 適切な乱流特性量を与えることができないとの報告もある (山下ら, 2003)。

標準型 $k-\epsilon$ モデルにおける乱れエネルギー k とエネルギー散逸 ϵ の輸送方程式, およびレイノルズ応力 $-\overline{u_i' u_j'}$ の表現式は以下ようになる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \epsilon \quad (3)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} P_k - C_{\epsilon 2} \epsilon) \quad (4)$$

$$P_k = \nu_t S^2 \quad (5)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (6)$$

$$S = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2} \quad (7)$$

$$-\overline{u_i u_j} = -\frac{2}{3} k \delta_{ij} + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

ここに、 k は乱れエネルギー (m^2/s^2)、 ϵ はエネルギー散逸 (m^2/s^3)、 ν_t は渦動粘性係数 (m^2/s)、 P_k は乱れエネルギーの生成項、 S は歪みパラメータである。また、 $C_{\epsilon 1}$ 、 $C_{\epsilon 2}$ 、 C_μ 、 σ_k 、 σ_ϵ はモデル定数であり、 $\sigma_k = 1.0$ 、 $\sigma_\epsilon = 1.3$ 、 $C_{\epsilon 1} = 1.44$ 、 $C_{\epsilon 2} = 1.92$ 、 $C_\mu = 0.09$ とした。

(2) 改良型k-εモデル (改良Launder-Kato型)

標準型k-εモデルでは角柱等の物体付近や隅角部付近において乱れエネルギーの値を過大に評価する可能性がある。改良型k-εモデルはその欠点を改善したモデルである。条件によって乱れエネルギーの輸送方程式中の生成項を修正型k-εモデル中の生成項と標準型k-εモデル中の生成項でスイッチングして計算を行う。これにより、流れ場における乱れエネルギーの値を適切に与えることが可能となる。

改良型k-εモデルにおける乱れエネルギーの生成項の形は以下ようになる。ただし、乱れエネルギー k とエネルギー散逸 ϵ の輸送方程式に関しては標準型と同じである。

$$S \geq \Omega \text{ のとき } P_k = \nu_t S \Omega, \quad S < \Omega \text{ のとき } P_k = \nu_t S^2 \quad (9)$$

$$\Omega = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2} \quad (10)$$

ここに、 Ω は回転パラメータである。

(3) 低レイノルズ数型k-εモデル (Shimada-Nagano型)

モデル関数中に位置座標に関する情報が含まれていると、複雑な領域を考える場合には計算が煩雑になる。低レイノルズ数型k-εモデルにはモデル関数中に位置座標を含まないものがあり、壁法則が不要であるという利点を持つ。同モデルに関しては様々な形式が提案されているが、本研究においてはその精度が兎玉ら (2007) により証明されているShimada-Nagano型モデルを採用した。なお、農業用ため池などの閉鎖性水域の形状は簡単な幾何形状では近似できないため、解析を行う場合には一般座標系や複雑な形状を模した直交座標系による解析が必要である。低レイノルズ数型k-εモデル (Shimada-Nagano型) における乱れエネルギー k 、エネルギー散逸 ϵ の輸送方程式、およびレイノルズ応力 $-\overline{u_i u_j}$ の表現式は以下ようになる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \epsilon \quad (11)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} f_1 P_k - C_{\epsilon 2} f_2 \epsilon) + E \quad (12)$$

$$P_k = \nu_t S^2 \quad (13)$$

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (14)$$

$$E = f_w \nu_t \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_m} \quad (m=1,2,3) \quad (15)$$

$$R_T = \frac{k^2}{\epsilon \nu} \quad (16)$$

$$R = \gamma R_T + \frac{k}{\nu \epsilon} \bar{u}_i \bar{u}_i \quad (17)$$

$$\tau_\eta = \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/2}, \quad \tau_U = \frac{1}{\sqrt{P_k / \nu_t}} \quad (18)$$

$$\gamma = f_\gamma \frac{\tau_\eta}{\tau_U} \quad (19)$$

$$f_w = \exp\left(-\frac{R^{3/4}}{4500}\right), \quad f_\gamma = 1000 \left[1.0 - \exp\left\{-\left(\frac{R_T}{200}\right)^2\right\} \right] \quad (20)$$

$$f_1 = 1.0, \quad f_2 = \left[1.0 - 0.3 \exp\left\{-\left(\frac{R_T^2}{6.5}\right)^2\right\} \right] \left[1.0 - \exp\left\{-\frac{2}{3} R^4\right\} \right]^2 \quad (21)$$

$$f_\mu = (1 - f_w) \left[1.0 + \frac{50}{R_T} \exp\left\{-\left(\frac{R_T^2}{400}\right)\right\} \right] \quad (22)$$

$$-\overline{u_i u_j} = -\frac{2}{3} k \delta_{ij} + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (23)$$

$$C_{\epsilon 1} = 1.45, C_{\epsilon 2} = 1.90, C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.2/f_\mu, \sigma_\epsilon = 1.3/f_1 \quad (24)$$

$$f_i = 1.0 + 20 \exp\left(-\frac{R_T}{30}\right) \quad (25)$$

ここで γ 、 τ_U 、 τ_η 、 R はモデルパラメータである。また、 R_T は乱流レイノルズ数であり $C_{\epsilon 1}$ 、 $C_{\epsilon 2}$ 、 C_μ はモデル定数、 f_1 、 f_2 、 f_μ 、 f_w 、 f_γ 、 f_i 、 σ_k 、 σ_ϵ はモデル関数である。

2. 計算手法

計算スキームとしては、スタガード格子上的の有限体積法を用いており、各輸送方程式を三重対角行列に対して有用な行列解法であるTDMA (Tri-Diagonal Matrix Algorithm) 法で解いている。輸送方程式の離散化に関しては、スカラー量の移流項にはべき乗法を、流速成分の移流項には松下ら (2005) によって有用性が示されている、Hayase *et al.* (1992) の提案した三次精度風上差分QUICKを用いた。その他の空間差分については二次精度中心差分を用いた。

圧力解法にはSIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations) 系統の解法であるSIMPLEC (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations Consistent) 法を用いた。SIMPLEC法では圧力の緩和係数が不要であり、SIMPLE法とほぼ同程度の計算時間で安定した計算を行うことが可能である。

SIMPLEC法に必要な各物理量の緩和係数に関しては全て0.5としており、これは時間進行を行う非定常計算での二次精度クランク・ニコルソン法に対応している。クランク・ニコルソン法はフォン・ノイマンの安定条件では絶対安定の部類に属するスキームであるが、過大な時間差分間隔に対しては精度の低い解を与えてしまうという欠点がある。

なお、各輸送方程式の生成項に対しては可能な限りの安定化を行うために、Patankerら(1996)が推奨する生成項の値を常に正に保つための線形化手法を用いた。

矩形領域における吹送流場を計算対象とするとき、厳密には風の吹き寄せによるセットアップを考慮する必要があるが、ここでは簡単のために水面の変化は無視できるとして計算領域を完全な矩形領域とした。さらに、境界付近を精度良く計算するためにハイパボリック正接関数を用いて不等間隔格子とし、壁面と水面付近に格子を集中させた。

本研究では定常計算を得意とするSIMPLE系統の解法であるSIMPLEC法と、レイノルズ平均を施した輸送方程式を解くRANS型のモデルを用いた定常計算によって流れ場を求めた。収束条件としては、各々の輸送方程式を解いた際の残差が設定した閾値に達するときとした。

3. 初期条件・境界条件

(1) 初期条件

計算領域内部の流速成分 u_i は全て0とした。また、乱れエネルギー k とエネルギー散逸 ϵ に関しては水面での境界条件と同じ値を与えた。

(2) 水面の境界条件

簡単のため、風は一定の風速で常に x_1 方向に一様に吹き続けるものとし、摩擦速度を一定として扱った。したがって、水面での水平方向流速 u の境界条件を(26)式を用いて陰的に与えた。

$$u_{*w}^2 = (v + v_t) \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \quad (26)$$

ここで、 u_{*w} (m/s) は水の摩擦速度である。

また、流速の鉛直成分 u_3 の境界条件に関して鶴崎ら(2004)を参考に以下のように与えた。

$$w_s = \frac{3}{2} u_s Fr_*^2$$

$$Fr_* = \frac{u_{*w}}{\sqrt{gh}} \quad (27)$$

ここに、 w_s (m/s) は水面での鉛直方向流速、 u_s (m/s) は水面での水平方向流速、 h (m) は水深、 g (m/s²) は重力加速度、 $Fr_* = \frac{u_{*w}}{\sqrt{gh}}$ は水面摩擦速度を用いたフ

ールド数である。

乱れエネルギーに関しては大気境界層で一般に用いられる境界条件式である以下の式を用いた。

$$k_s = \frac{u_{*w}^2}{\sqrt{\alpha_1}} \quad (28)$$

ここに、 k_s (m²/s²) は水面での乱れエネルギー、 ρ (= 1000 kg/m³) は淡水の密度、 α_1 (= 0.046) は無次元定数である。

エネルギー散逸の水面境界条件に関しては明確な指標を得ることが難しい。したがって、本研究では試行錯誤的により次式で与えた。

$$\epsilon_s = \frac{k_s^{1.5}}{\lambda_\epsilon H} \quad (29)$$

ここに、 ϵ_s (m²/s³) は水面でのエネルギー散逸、 λ_ϵ (= 0.075) は無次元定数である。

(3) 壁面の境界条件

標準型 k - ϵ モデルおよび改良型 k - ϵ モデル、壁面における境界条件には壁法則を用いて与えた。また、低レイノルズ数型 k - ϵ モデルでは壁面においてエネルギー散逸以外は滑りなし条件を与えた。これは標準型 k - ϵ モデルや改良型 k - ϵ モデルのように壁法則を用いずに輸送方程式を解いているためであり、低レイノルズ数型モデルの利点のひとつであるといえる。エネルギー散逸に関しては次式であらわされる壁面境界条件を与えた。

$$\epsilon = 2 \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial n} \right)^2 \quad (30)$$

ここに、 n は壁方向に垂直な座標である。

モデルの検討

まず、前述した3種類のモデルに関して、既往の吹送流に関する実験結果との比較を行い、本研究において対象とする流れ場に最適なモデルを決定する。さらに、選択したモデルの妥当性に関して、既往の実験結果より得られた乱流特性量の鉛直分布との比較から検討する。なお、既往の成果との比較を行うため、以下のような無次元化を行った。

$$\hat{u}_i = \frac{u_i}{u_{*w}}, \hat{k} = \frac{k}{u_{*w}^2}, \hat{\epsilon} = \frac{\epsilon}{u_{*w}^3/H}, \hat{x}_i = \frac{x_i}{H} \quad (31)$$

ここで、 $\hat{\cdot}$ (ハット) は無次元化を意味し、レイノルズ平均を示す $\bar{\cdot}$ は省略しており、以下では無次元量をあらわす $\hat{\cdot}$ を省略する。

表1はモデルの再現性の検証に使用する既往の研究における水域の水深 H および水の摩擦速度 u_{*w} を示している。比較検討には鶴谷ら(1983)、杉原ら(1999)、

表 1 既往の研究における水深と摩擦速度

比較対象	$H(\text{cm})$	$u_{*w}(\text{cm/s})$
鶴谷ら	15	0.93
杉原ら	39	1.11
山下ら	41	2.09

山下ら (2003) の結果を用いることとした。ただし、杉原らによって水面で碎波が起る場合には碎波を考慮した項を何らかの形で乱れエネルギーの輸送方程式に導入する必要があるとの報告もなされているので、比較対象には碎波が発生しなかったものを用いた。

1. 時間平均水平方向流速の鉛直分布の妥当性検討

まず、吹送流場における水平方向流速 u の鉛直分布に関して鶴谷らの実験との比較を行った。計算対象とした矩形水域の中央部分においては吹送流が十分に発達しているとし、その地点において比較を行った。

図2は水域中央における水平方向流速 u の鉛直分布

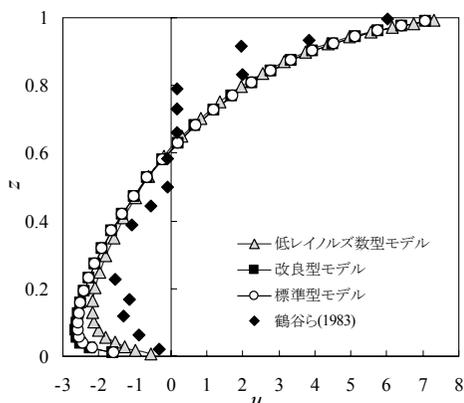


図 2 水平方向流速の鉛直分布

について、鶴谷らの実験結果および各モデルによる計算結果を示している。ただし、 $(x_1, x_2, x_3) = (x, y, z)$, $(u_1, u_2, u_3) = (u, v, w)$ とし、以下これに従う。図より、低レイノルズ数型モデルが実測値を最も良くあらわしており、改良型モデルと標準型モデルでは差がほとんどないことがわかる。また、水平方向流速が0となる流向反転の位置に関し、計算値はどのモデルに関しても実験値と良く一致しており、水面付近では実験値に近い値となっている。したがって、3つのモデルともに概ね実測値を再現している。しかしながら、標準型モデルと改良型モデルでは水平方向流速 u が負になる水域下部の戻り流の大きさを低レイノルズ数型モデルよりも過大評価していることがわかる。

以上の理由から、以下では水平方向流速分布において最も良い再現性を示した低レイノルズ数型モデルに関して、さらにその妥当性を既往の実験結果より得られた乱流特性量の鉛直分布との比較から検討する。

2. 乱流特性量の鉛直分布の妥当性検討

つぎに、乱流特性量の鉛直分布に関して実験結果との比較を行う。図3は山下ら (2003)、杉原ら (1999) の実験結果および計算結果における各乱流特性量の鉛直分布を示している。図3(a), (c)より、水面付近において乱れエネルギーが生成されること、すなわち(28)式で表される水面境界における風の摩擦応力により乱れが発生することがわかる。また、図3(b)より、吹送流により発生した乱れエネルギーが下層へと輸送されるためにエネルギー散逸量が水面付近において大きくなる。図3(a)~(c)に関しては、いずれの計算結果における鉛直分布もその傾向は概ね実験結果と一致しており、本モデルが吹送流場における乱流特性量の挙動を再現していることがわかる。

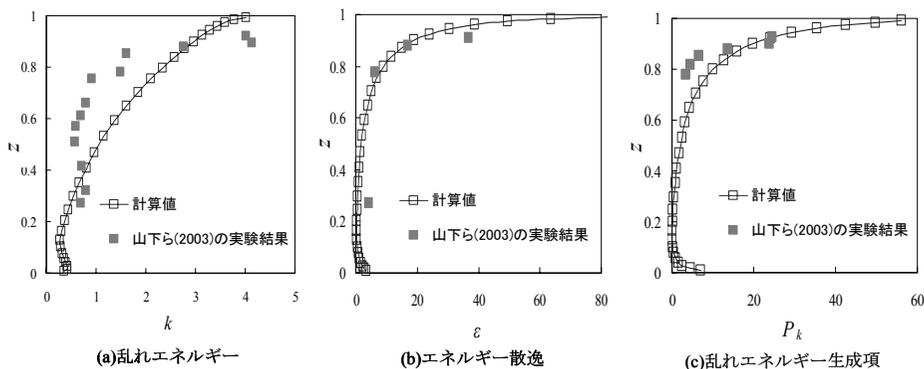


図 3 乱流特性量の鉛直分布

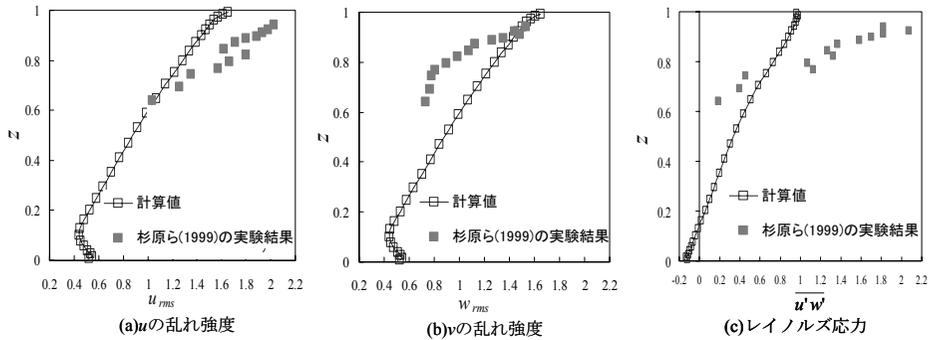


図4 乱れ成分の鉛直分布

最後に、乱れ強度とレイノルズ応力に関して実験結果との比較を行う。図4は杉原ら(1999)の実験結果および計算結果における各乱れ強度の鉛直分布を示している。杉原らの実験結果と比較を行うと、図4(a)の乱れ強度 u_{rms} 、(b) w の乱れ強度 w_{rms} 、(c) レイノルズ応力 $\overline{u'w'}$ とともに計算結果はその傾向を再現出来ていない。この理由としては、本研究で用いた低レイノルズ数型モデルは水面変動を考慮に入れていないことが挙げられる。一般に、吹送流場では水面に生じる風波が乱れの生成に大きく寄与しており、乱れの波動成分の影響を取り入れていない本モデルでは水面付近の乱れを正確に表現できていないと考えられる。また、本モデルは乱れの等方性を仮定した線形モデルであるため、非等方的な乱流となる吹送流場を厳密に表わすことは難しく、これにより乱流成分が適切に評価されていないことが考えられる。

以上の結果より、流速の乱れ強度およびレイノルズ応力に関しては若干の不一致があるものの、本研究における低レイノルズ数型モデルは吹送流場を概ね再現できること示された。そこで、次節において同モデルを用いて水生植物の繁茂する閉鎖性水域における吹送流の三次元乱流特性に関する検討を行う。

3. 水面に水生植物のある閉鎖性水域における吹送流の三次元構造

閉鎖性水域の吹送流場において水生植物が水面に繁茂するとき、その存在が風の作用を遮断するため、その繁茂領域では風の摩擦応力が減衰する。これにより水生植物のある閉鎖性水域では、その繁茂状況によって吹送流の規模が異なり、水域内の水環境物質の挙動に大きな影響を及ぼすことが考えられる。そこで、本研究では低レイノルズ数型モデルを用いて、水生植物

表2 植生の配置パターン

Case	配置箇所	被覆率 (%)
0	なし	0
1-1		10
1-2		20
1-3	風上	30
1-4		40
1-5		50
2-1		10
2-2		20
2-3	風下	30
2-4		40
2-5		50
3-1		10
3-2		20
3-3	中央	30
3-4		40
3-5		50
4	水槽半幅	50

の配置パターンが閉鎖性水域の吹送流場に及ぼす影響について検討を行う。

前節におけるモデルの水面境界において、簡単のために水生植物の存在する領域では風応力が完全に遮断されると仮定し、壁面境界条件を用いた。図5に本研究において計算を行った水生植物の配置概要を、表2に数値計算における水生植物の配置パターンを示す。case1では風上側、case2では風下側、case3では水槽中央において、水生植物が y 方向に一樣に繁茂するとした。各caseにおいて、 x 方向に被覆率を10%刻みで50%まで変化させた。また、case4は水生植物が水槽半幅50%を x 方向に一樣に覆っている場合である。なお、図中において水生植物の繁茂する領域を植生部、水生植物の繁茂しない領域を水面部とする。計算の際には、水面部と植生部の境界付近においては計算精度

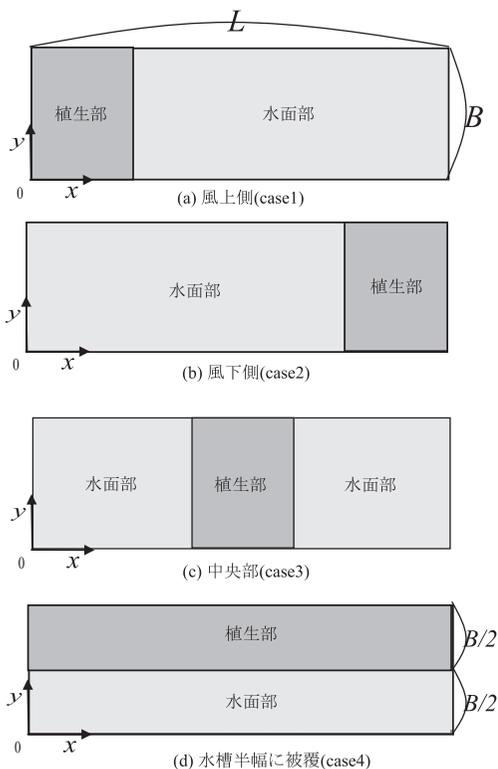


図5 水生植物の配置パターン

を上げるために格子を集中させる処理を施した。

まず、水生植物が風向に対し横断方向に一樣に繁茂する場合における流速ベクトルの鉛直分布について検討を行う。図5は、水生植物が繁茂しない場合および水生植物が50%繁茂した場合について、水槽中心すなわち $y=0.375$ での $x-z$ 断面内の流速ベクトル分布を示している。図6(a)より、水面に水生植物が繁茂しない場合では、水域全体に渡り水面付近において風向に沿って吹き寄せられ（吹き寄せ流）、下層においては逆向きの流れ（戻り流）が生じている。これにより水域内に大きな循環流が形成される。これに対し、水面に水生植物が繁茂する場合では水域内の流れは異なる結果を示した。図6(b)に示す水域の風上側に水生植物が存在する場合は、植生部ではどの水深においても流速が小さく、水面部の領域のみで循環流が形成されていることがわかる。この傾向はいずれの被覆率においても同様であった。また、図6(c)に示す水域の風下側に水生植物が存在する場合においても植生部における流速は小さく、水面部との境界付近において下降流を生じ、水面部における循環流を形成している。しか

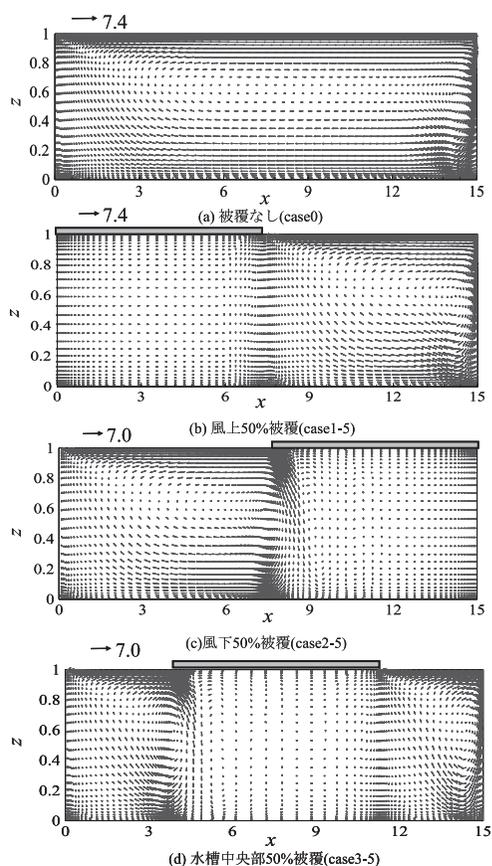


図6 $x-z$ 断面内流速ベクトル分布図

し、この下降流は植生部に侵入する形をとっており、植生部の一部は循環流の領域となっていることがわかる。さらに、図6(d)に示す水域の中央に水生植物が存在する場合には、風上側および風下側の水面部においてそれぞれ循環流が形成されており、水域内の循環流が二つに分断される形となった。被覆率が10%の場合においても循環流は風上側、風下側に分断される結果となり、これより水生植物の存在は被覆率が小さくとも水域内の水循環に大きな影響を及ぼすことがわかる。

つぎに、水生植物が風向の横断方向に非一樣に分布した場合における横断面の流速分布について検討を行う。図7は水生植物が繁茂しない場合 (case0) および奥側50%に繁茂した場合 (case4) における、 $x=7.5$ での $y-z$ 断面内の流速ベクトル分布を示している。図7(a)に示す水生植物繁茂がない場合、断面内の流速は対称な分布をしており、上層では下降流が、下層では

上昇流が生じている。いずれの流れも水槽の中心部へ向かっている。このことから、流れ場は壁面摩擦応力によって横断方向に対称な流速分布が形成されており、三次元的な流動が存在することがわかる。これに対し、図7(b)に示す水槽奥側50%に水生植物が繁茂している場合には、断面内の流速は非対称な分布となっている。植生部と水面部の境界付近において植生部から水面部へ向かう流れがあり、すなわち水面の一部を水生植物が繁茂することで横断方向に大きな流速差が生じ、それによる摩擦応力によって植生部から水面部へと流れの連行が起こっていると考えられる。これにより、境界部付近においては活発な運動量輸送が行われていると考えられる。

以上の結果より、閉鎖性水域の吹送流場では水生植物の繁茂がその流速分布に大きく影響を与えることがわかった。とくに、水生植物が横断方向に一樣に分布する場合には、植生部における流れは小さくなり、水面部のみにおいて循環流が形成されることがわかった。また、水生植物の被覆率が等しくとも、その配置パターンにより水域内の流れに及ぼす影響は大きく異なることがわかった。さらに、水生植物が横断方向に非一樣に分布する場合には、植生部と水面部の境界での水面付近において流速差にともなう植生部から水面部への連行が生じることがわかった。

閉鎖性水域における吹送流は乱流場であるため、その特性を解明するには平均流速分布とともにその乱流特性に関して検討を行う必要がある。そこで、乱流特性量として乱れエネルギーに関して考察を行い、水生植物の繁茂が水域内の乱流特性にいかに関与を及ぼすのかを検討する。そこで、水面付近における乱れエネルギーの輸送方程式 (11式) における各項の寄与率に関して検討を行う。

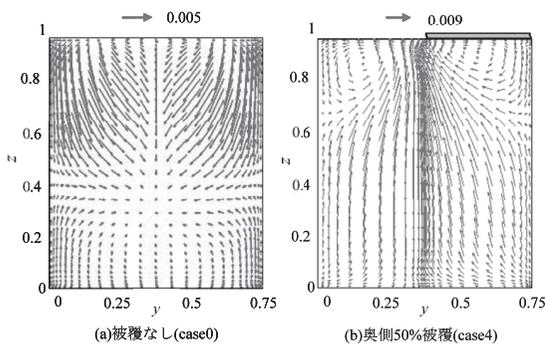


図7 横断面内流速ベクトル分布図

図8は、水生植物が繁茂しない場合および水生植物が50%繁茂した場合について、水面付近における、 $y=0.375$ での x 方向に関する乱れエネルギー輸送方程式の各項の収支を示している。図8(a)の水生植物が繁茂しない場合には、壁面付近以外では乱れエネルギーの生成項と散逸項が卓越し、対流項と拡散項の寄与率は小さいことがわかる。水槽風下側の壁面付近においては各項の絶対値が急激に増大しているが、この原因としては流れが風下側の壁面に衝突していること、風による水面のセットアップに基づく圧力変動を考慮していないことが挙げられる。図8(b)の水槽風上側50%に水生植物が存在する場合には、植生部においては各項の値は小さく、乱れは発生していないことがわかる。また、図8(c)の水槽風下側50%に水生植物が存在する場合でも同様に水面部においてのみ大きな乱れが発生しているが、水面部と植生部の境界において各項の値が急激に大きくなっていることがわかる。これは、水

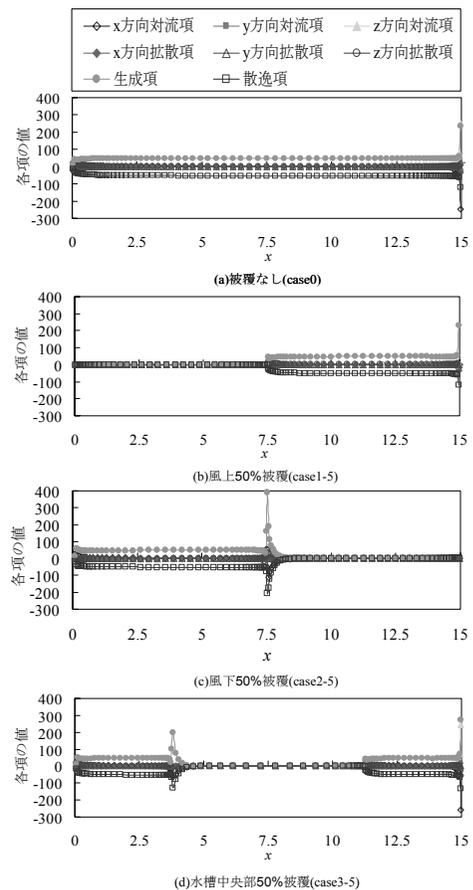


図8 x 方向における乱れエネルギーの収支

生植物が風下に繁茂する場合においては発達した吹送流が植生部へ侵入する形となり、図6(c)で示したように急激な下降流を生じる。このために境界部付近において大きな乱れが発生しているものと考えられる。図8(d)の水槽中央部50%に水生植物が存在する場合には、風上側の境界部では図6(c)と同様、風下側の境界部では図6(b)と同様の乱流特性が見られた。

つぎに、図9は水槽奥側50%に水生植物が繁茂する場合の、 $x=7.5$ における y 方向に関する乱れエネルギー輸送方程式の各項の収支を示している。図より、水域半幅に水生植物が存在する場合には水面部と植生部の境界において y 方向の拡散項が大きくなっていることがわかる。すなわち、図7(b)で述べたように水生植物が横断方向に非一様に繁茂するために境界部付近

において連行による運動量輸送が行われていると考えられる。とくに境界部における y, z 方向の拡散が大きくなっており、摩擦応力により境界部の水面付近で生成された乱れが下層および植生部に輸送されていることがわかる。

以上の結果から、水面の一部に水生植物が繁茂した場合には植生部と水面部の境界付近で乱れエネルギーの輸送方程式の拡散項、生成項、散逸項が大きくなり、流れ場に大きな影響を与えることがわかった。これより、水域内における循環流の規模や強度が変化すると考えられる。そこで、つぎに乱れエネルギーおよびエネルギー散逸の関数として与えられる渦動粘性係数の断面分布について検討を行う。

図10は、水生植物が繁茂しない場合および水生植物が50%繁茂した場合について、 $y=0.375$ での $x-z$ 断面内における渦動粘性係数の分布を示している。同図より、植生の配置によらず、水域に生じた循環流の中心付近において渦動粘性係数の値が大きくなっており、植生下部では小さな値となっている。また、水生植物の被覆位置が異なる場合について渦動粘性係数の値を比較すると、図10(b)の風上側に被覆がある場合および図10(c)の風下側に被覆がある場合では渦動粘性係数が大きくなる領域は水面部のみと小さくなるものの循環流内部における渦動粘性係数の大きさは図10(a)の水生植物のない場合と同程度となっている。しかし、図10(d)の水槽中央部に被覆がある場合においては渦

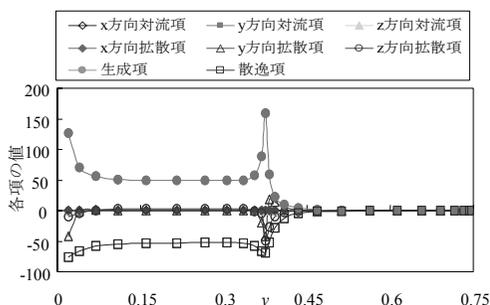


図9 y 方向における乱れエネルギーの収支(case4)

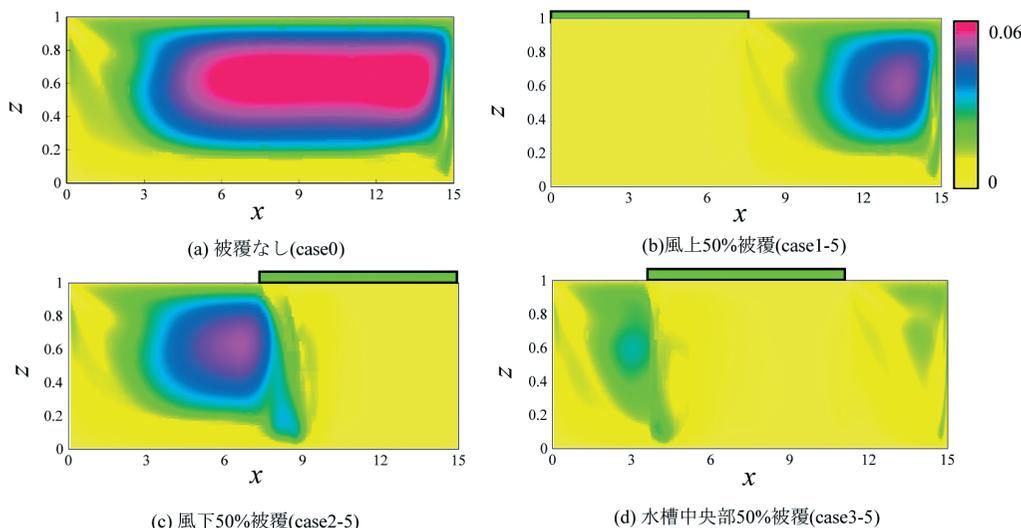


図10 $x-z$ 平面内の渦動粘性係数の分布

動粘性係数の大きさは風上側および風下側いずれの水面部においても小さくなっている。すなわち、水生植物の被覆率が50%の場合は中央部に位置する場合は循環流の規模を最も小さくすることがわかる。これは、前述のように水生植物が水域中央に繁茂することで水面部が分断され、それぞれの吹送距離が小さくなったためであると考えられる。

以上の結果より、水面に水生植物が繁茂する場合は、植生部における渦動粘性係数の値は小さくなり、循環流の規模が小さくなることがわかった。また、水生植物の繁茂位置によってその影響度は異なり、とくに水域中央に繁茂して吹送距離を短くした場合にその影響が最も大きくなることがわかった。

結 論

水生植物の繁茂する閉鎖性水域における吹送流場の三次元乱流構造について検討するため、 $k-\epsilon$ 型乱流モデルを用いた三次元数値解析を行った。まず、3種類の $k-\epsilon$ モデルを用いて、吹送流場への適用性に関する検討を行った。ついで、適用性の最も良い高い低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルを用いて、水面に繁茂する水生植物の存在が吹送流の乱流特性におよぼす影響について検討を行った。得られた結果を以下に示す。

(1) 既往の研究との比較から、低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルが改良型 $k-\epsilon$ モデルや標準型 $k-\epsilon$ モデルと比較して、精度よく水平方向流速の鉛直分布を再現し、吹送流場の解析に適することを示した。

(2) 乱流特性量のうち乱れ強度およびレイノルズ応力に関しては、低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルは十分な再現性を示さなかった。その原因として、本モデルが線形モデルであること、および、風の作用に基づく波動を考慮していないことが考えられる。この改善のためには乱れの非等方性を考慮した応力方程式モデルや非線形型 $k-\epsilon$ モデルの利用が必要である。

(3) 水面に水生植物が繁茂する場合、植生部における流れは非常に小さくなること、また植生の配置により循環流の規模が変化することを示した。さらに、風向きの横断方向に非一様に水生植物が繁茂する場合、流れ場は非対称性を示し、水面付近において植生部より水面部への連行が生じることを示した。

(4) 植生部と水面部の境界においては乱れエネルギーの生成項、散逸項、拡散項が大きくなり、境界部では大きな運動量輸送が存在することを示した。さらに渦動粘性係数の分布から、水槽中央部に水生植物が繁茂する場合では風の作用する領域が分断され、吹送距離が短くなるため、同程度の被覆率であっても循環流の規模が大きく減少することを示した。

参 考 文 献

- Hayase, T., J. A. C. Humphery and R. Grief 1992 A Consistently Formulated QUICK Scheme for Fast and Stable Convergence Using Finite-volume Iterative Calculation Procedures, *JOURNAL OF COMPUTATIONAL PHYSICS*, **98**:108-118
- 児玉和也・戸田和之・山本 誠 2006 非定常乱流に対するRANS計算に関する研究(周期的吹出し・吸込みを伴うバックステップ流の場合), *日本機械学会論文集 (B編)*, **72**:78-84
- 松下洋介・菅原考世・両角仁夫・青木秀之・三浦隆利 2005 対流項に高精度スキームを適用した場合の行列方程式の構築方法および複雑な解析対象への適用, *化学工学論文集*, **31**:301-307
- 道奥康治, 辻本剛三, 宮本仁志 1993 吹送密度流の流動・混合特性, *水工学論文集*, **37**:293-298
- 水谷幸夫, 香月正司 訳 1996 Suhas V. Patanker: コンピュータによる熱と流れの数値解析, 森北出版株式会社
- 柳津家久・中山忠暢 1999 水槽風洞波が乱れ成分に及ぼす影響に関する研究下, *水工学論文集*, **43**:407-412
- Ozaki, A., K. Mori, E. Inoue and T. Haraguchi 2004 Impact of Aquatic Plants on Entrainment Phenomena Based on Wind-Induced Flow in a Closed Density Stratified Water Area, *Paddy and Water Environ*, **2**:125-134
- 杉原裕司・高崎敦彦・松永信博 1999 風波下における乱流境界層の構造, *海岸工学論文集*, **46**:96-100
- 鶴谷広一・中野 晋・加藤 始・一戸秀久 1983 吹送流に関する風洞実験—吹送流の発生に及ぼす逆流の効果, *港湾技術研究所報告*, **22**:127-161
- 鶴崎賢一・松永信博 2004 ラングミュアー循環流の形成機構に関する3次元LES, *海岸工学論文集*, **51**:86-90
- 山下裕之・長谷部純 2003 風波下の乱流の相似構造と乱流エネルギーの生成・散逸に関する研究, *水工学論文集*, **50**:76-80

Summary

Numerical experiments were conducted by means of the k - ϵ turbulent model to understand the three dimensional turbulent structure of the wind induced flow in the closed water body. First, three types of the k - ϵ models were evaluated in terms of their adaptabilities to the wind induced flow. Next, the Low Reynolds number k - ϵ model, which had the best adaptability, was used to analyze the influence of the aquatic plants luxuriating on the water surface. The analysis was performed under the different luxuriant patterns in which the part of water surface in the water tank is covered with the aquatic plants. The analytical results indicated that the scale of the flow became very small below the aquatic plants. In addition, the flow field was divided into two portions when the aquatic plants were located at the center of the water tank. In this luxuriant pattern, the scale of the flow circulation, which was assessed through the distribution of the eddy viscosity coefficient, significantly decreased compared with other patterns although the luxuriant rates of the aquatic plants were equal.