水面変動を考慮した開水路乱流の二次流構造と 気液界面のガス交換機構に関する数値解析

NUMERICAL STUDY ON SECONDARY FLOW AND AIR-WATER GAS TRANSFER IN OPEN-CHANNEL FLOW WITH FREE-SURFACE FLUCTUATION

寺岡諒祐¹・杉原裕司²・松永信博³

Ryosuke TERAOKA, Yuji SUGIHARA and Nobuhiro MATSUNAGA

¹ 学生会員 九州大学大学院 総合理工学府 修士課程 (〒 816-8580 福岡県春日市春日公園 6-1)

² 正会員 博(工) 九州大学准教授 総合理工学研究院 (〒 816-8580 福岡県春日市春日公園 6-1)

³ フェロー会員 工博 九州大学教授 総合理工学研究院 (〒 816-8580 福岡県春日市春日公園 6-1)

We carried out a direct numerical simulation of open-channel flow with the free-surface fluctuation to investigate the effect of the fluctuation on the secondary flow and the air-water gas transfer. The DNS reproduces turbulent characteristics of the secondary flow such as the velocity-dip phenomena and counter-rotating vortex pairs, and they are almost similar to numerical results without the free-surface fluctuation. However, the maximum secondary flow velocity and the depth at which the streamwise velocity becomes maximum are changed by the influence of the free-surface fluctuation. The numerical results show the free-surface fluctuation enforces the secondary flow. The turbulent field near the sidewall that controls the air-water gas transfer is investigated on the basis of a statistical treatment such as the VITA technique. We can visualize the surface renewal eddies due to the secondary flow through the VITA technique.

Key Words: gas transfer, free-surface fluctuation, secondary flow, open-channel flow, DNS

1. 緒言

水表面におけるガス交換機構の解明は、水圏の物質循環の予測モデルを確立する上で重要な課題である。特に、二酸化炭素の海面ガス交換現象は、地球温暖化の将来予測の観点から注目されている。これまでに、乱流特性量を用いてガス交換速度を定量的に評価する試みとして、開水路乱流場や振動格子乱流場を対象とした気液界面のガス交換機構に関する基礎研究が活発に行われてきた^{1),2),3)}。しかし、気液界面近傍の乱流構造や濃度境界層はミクロな時空間スケールで変動するため、現在の実験技術を用いてもそれらを高精度で計測することは容易ではない。

一方、近年の計算機環境の発達により、数値シミュレーションの立場から、開水路乱流場における気液界面近傍の乱流力学やガス交換機構について積極的に検討がなされるようになった。Nagaosa and Handler⁴⁾は、幅広いレイノルズ数における開水路乱流場の直接数値シミュレーション (Direct Numerical Simulation : DNS) によって、ガス交換を支配する時間スケールについて詳細な検討を行い、気液界面の乱流特性量とガス交換速度の関係を定量的に評価することを試みた。また、林ら⁵⁾は、実際の開水路乱流場で形成される Prandtl の第 2 種二次流が乱流構造に与える影響に着目し、側壁の影響を考慮したアスペクト比 2 の開水路乱流場の DNS を実行している。彼らは、二次流の乱流構造について詳

細に検討を行い、二次流の生成・維持機構に対して有用な知見を示した。

しかしながら、一般に数値シミュレーション研究では、計算負荷の観点から水面変動がない開水路乱流場が対象とされているが、実河川では水表面が動揺しており、水面変動が乱流構造に有意な影響を及ぼすことが想定される。だが、時空間的に複雑に変化する水表面に適合させた計算格子を設定することは困難であり、さらに水表面が大きく変化する場合には計算格子が大きく歪み、そのことが計算精度の低下につながると考えられる。水面変動を考慮した数値計算を実行することは容易ではないが、一般的なワークステーションなどの計算機環境で実行可能な低レイノルズ数であれば、水面変動が微小であるとして、微小振幅波理論に準じた手法を用いることができる。横嶋・中山⁶⁾は、微小水面変位理論に基づいて低負荷かつ高精度に水面変動をシミュレートする方法を提案しており、水面変動が乱流構造に及ぼす影響について適切に解析できるとしている。

上記のように、開水路乱流場の乱流力学および気液界面のガス交換機構について様々な観点から検討が行われているが、開水路特有の二次流 (Prandtl の第 2 種二次流) と水面変動およびガス交換機構の関係について検討された例は、著者の知る限り、これまで見当たらないように思われる。

本研究の目的は、水面変動を考慮した側壁を有する

図-1 解析領域の概略図

開水路乱流場の DNS を実行し、水面変動が二次流構造や気液界面の乱れ特性に与える影響について検討することである。さらに、二次流が卓越する場において、ガス交換を促進させる乱流渦の統計的な構造についても検討を行う。ただし、本研究では、水深に対して水面変動が十分小さな常流の流れ場を想定している。そのような限定的な条件での解析結果ではあるが、そのような問題への最初のアプローチとしては妥当であると考えられる。実河川や水槽実験では水表面変動が普遍的に存在しており、計測結果の理解や水面変動効果のモデル化において、本研究の結果は有用な知見を与えるものと思われる。

2. 直接数値シミュレーションの概要

(1) 基礎方程式と計算条件

本研究では、アスペクト比 B/H （水路幅 B 、水深 H ）が 2 の側壁を有する、水面変動を考慮した開水路乱流場と溶存ガス輸送の DNS を実行する。本計算の解析領域の概略図を図-1 に示す。本計算コードは、SMAC 法に基づく DNS コード（大阪大学梶島教授）をベースとしている。なお、DNS の計算手法の詳細に関しては杉原ら⁷⁾を参照されたい。本研究で扱う基礎方程式系は、非圧縮性流体の連続の式、Navier-Stokes 方程式および溶存ガスの移流拡散方程式である。これらの式は、平均壁面摩擦速度 u_τ 、平均水深 H 、密度 ρ 、底面および気液界面の濃度 c_b 、 c_s を用いて、次式にしたがって無次元化される。

$$\left. \begin{aligned} u_i &= u_\tau u_i^*, \quad x_i = H x_i^*, \quad p = \rho u_\tau^2 p^* \\ t &= \frac{H}{u_\tau} t^*, \quad c - c_b = (c_s - c_b) c^* \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここで、*は無次元量を示す。したがって、無次元化された基礎方程式系は次式のようなになる。

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial x_i^*} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + u_j^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{Re_\tau} \left(\frac{\partial^2 u_i^*}{\partial x_j^* \partial x_j^*} \right) + \frac{\delta_{li}}{Fr_\tau^2} \sin \theta \quad (3)$$

表-1 計算条件

計算領域	主流方向 x_1^* : 8.0 鉛直方向 x_2^* : 1.0 横断方向 x_3^* : 2.0
格子点数	$(N_{x1}, N_{x2}, N_{x3}) = (128, 129, 129)$
格子間隔	Δx_1^* : 0.0625 Δx_2^* : 0.0015~0.015 Δx_3^* : 0.003~0.03
時間間隔	$\Delta t^* = 2.0 \times 10^{-5}$
パラメータ	$Re_\tau = 150, Sc = 1, B/H = 2$ $Fr_\tau = 0.02, 0.04$ ($Fr_m = 0.22, 0.43$)

$$\frac{\partial c^*}{\partial t^*} + u_j^* \frac{\partial c^*}{\partial x_j^*} = \frac{1}{Sc Re_\tau} \left(\frac{\partial^2 c^*}{\partial x_j^* \partial x_j^*} \right) \quad (4)$$

ここで、現象を規定する無次元パラメータは、レイノルズ数 Re_τ 、フルード数 Fr_τ 、シュミット数 Sc であり、それぞれ以下のように定義されている。

$$Re_\tau \equiv \frac{u_\tau H}{\nu}, \quad Fr_\tau \equiv \frac{u_\tau}{\sqrt{gH}}, \quad Sc \equiv \frac{\nu}{D} \quad (5)$$

ここで、 ν は流体の動粘性係数、 D は溶存ガスの分子拡散係数、 g は重力加速度を示す。本研究では、 $Re_\tau = 150$ に固定しており、 Sc は計算機環境の制約から $Sc = 1$ とした。これは、二酸化炭素 ($Sc = 600$) や酸素 ($Sc = 480$) などの環境気体に比べて非常に小さいが、乱流輸送現象の基本的なメカニズムについては類似していると考えている⁸⁾。本研究では、市販の科学技術計算用ワークステーション（メモリ 128GB）を使用している。また、平均壁面摩擦速度 u_τ で定義されるフルード数 Fr_τ を 0.02 と 0.04 に変化させている。水路勾配 $\sin \theta$ と Fr_τ の間には、底面および側壁における摩擦力と重力がバランスした等流条件を満たすために $Fr_\tau^2 = 0.5 \sin \theta$ の関係がある。なお、断面平均流速で定義される値に換算されたフルード数 Fr_m の値は、それぞれ $Fr_m = 0.22, 0.43$ である。

(2) 境界条件

本研究では、水面変動を表現するために気液界面の境界条件には、横嶋・中山⁶⁾が提案した微小水面変位理論の境界条件を用いる。詳細に関しては、横嶋・中山⁶⁾を参照されたい。また、鉛直方向の境界条件は次式のように与えられる。

・底面 (at $x_2^* = 0$)

$$u_1^* = u_2^* = u_3^* = 0, \quad \frac{\partial p^*}{\partial x_2^*} = 0, \quad c^* = 0 \quad (6)$$

・気液界面 (at $x_2^* = 1$)

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{Re_\tau} \left(\frac{\partial u_1^*}{\partial x_2^*} + \frac{\partial u_2^*}{\partial x_1^*} \right) &= 0, \quad \frac{1}{Re_\tau} \left(\frac{\partial u_3^*}{\partial x_2^*} + \frac{\partial u_2^*}{\partial x_3^*} \right) = 0 \\ p^* &= \frac{\cos \theta}{Fr_\tau} h^* + \frac{2}{Re_\tau} \frac{\partial u_2^*}{\partial x_2^*}, \quad c^* = 1 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

図-2 主流速の横断面分布 ($Fr_m=0.22$)

ここで、 h^* は瞬時の水面変動値を示す。横断方向の境界条件は次式のように与える。

・側壁 (at $x_3^*=0, 2$)

$$u_1^* = u_2^* = u_3^* = 0, \quad \frac{\partial p^*}{\partial x_3^*} = 0, \quad \frac{\partial c^*}{\partial x_3^*} = 0, \quad \frac{\partial h^*}{\partial x_3^*} = 0 \quad (8)$$

また、主流方向の境界条件として、流速場・濃度場・水面変動に周期境界条件を課しており、水面変動の時間変化を表す方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial h^*}{\partial t^*} + \frac{\partial}{\partial x_1^*}(u_1^*|_{x_2^*=1}h^*) + \frac{\partial}{\partial x_3^*}(u_3^*|_{x_2^*=1}h^*) = u_2^*|_{x_2^*=1} \quad (9)$$

式 (9) により、水面形状に合わせて計算格子を生成せずに、水面変動をシミュレートすることができる。また、時間刻みは無次元時間で $\Delta t^* = 2.0 \times 10^{-5}$ であり、乱流場が定常状態に達した以降の無次元時間 25 の計算データを解析対象とした。本研究の計算条件については表-1 にまとめられている。

3. 計算結果および考察

(1) 水面変動と二次流構造の関係

本計算結果より、水面変動強度（水面変位の rms 値）は、 $Fr_m=0.22$ のケースで 6.3×10^{-4} 、 $Fr_m=0.43$ のケースで 2.4×10^{-3} となり、水深に対して十分小さいことがわかる。図-2 に、 $Fr_m=0.22$ における時間平均された主流速の横断面分布を示す。これより、水面変動を考慮した数値解析においても、最大主流速点は気液界面でなく、 $x_2^*=0.7 \sim 0.8$ の深さに存在することが確認できる。これはアスペクト比が比較的小さい開水路で観察される、いわゆる velocity-dip（流速降下）現象である。なお、水路中央における平均主流速の鉛直分布において、 $x_2^*=30$ から水深の 2 割程度までの範囲で対数領域が形成されていることが確認されている。

図-3 に、 $Fr_m=0.22$ における本研究の DNS でシミュレートされた横断面における二次流ベクトルと溶存ガス濃度の時間平均分布を示す。本計算結果より、側壁の存在による乱れの非等方性に起因した 3 種類の二次流構造（底面渦、水面渦、inner secondary flow）を確認することができる。ただし、inner secondary flow とは、 $x_3^*=0.1, 1.9$ 付近に渦の中心を持つ渦である。また、下

図-3 二次流ベクトルと溶存ガス濃度の横断面分布 ($Fr_m=0.22$)

図-4 瞬時の水面形状と Q 定義法によって可視化された縦渦構造 ($Fr_m=0.22$ ：水面形状の描画範囲は $x_3^*=0 \sim 1$ である)

降流が発生する水路中央部では、濃度境界層が相対的に厚くなっており、 $x_3^*=0.3, 1.7$ 付近では、inner secondary flow の上昇流の影響を受けて、濃度境界層が薄くなっている。このように、溶存ガス濃度の分布は二次流の影響を強く受けていることがわかる。これらの図より、水面変動を考慮した本計算で得られた平均主流速と二次流ベクトルの横断面分布に関しては、水面変動がない数値計算結果^{5),9)} と定性的には、ほとんど同様の結果を示すことがわかる。本計算では水面変位が微小であるため、二次流のような比較的大きな流体運動の空間分布特性には大きな差異が生じないと考えられる。開水路乱流場においては、底面付近で発生した縦渦が流下方向に引き伸ばされて崩壊しながら上昇し、気液界面の乱流機構を支配していると考えられている。しかし、本計算のようにアスペクト比が比較的小さい開水路乱流場では、気液界面近傍の乱流機構は底面に加えて側壁で発生する縦渦の影響を強く受けると考えられる。図-4 に、 $x_1^*=2.0 \sim 6.0$ の領域での $Fr_m=0.22$ における瞬時の水面形状と、第 2 不変量の Q 定義法に基づいて可視化された縦渦構造を示す。図中では、水面変位を 100 倍に拡大して表示していることに注意する。また、第 2 不変量 Q^* は次式のように定義されている。

$$Q^* = \frac{1}{2}(u_{i,j}^{*2} - u_{i,j}^* u_{j,i}^*) = \frac{1}{2}(\|\Omega^*\|^2 - \|S^*\|^2) \quad (10)$$

ただし、

$$u_{i,j}^* = \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*}, \quad S_{ij}^* = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right), \quad \Omega_{ij}^* = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} - \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right)$$

図-5 横断方向における水面変位 h^* の Fr_m 依存性

図-6 最大二次流ベクトルの大きさの Fr_m 依存性

図-7 最大下降流速と最大主流速点深さの Fr_m 依存性

図-8 inner secondary flow による最大上昇流速の Fr_m 依存性

であり、 S_{ij}^* は歪み速度テンソル、 Ω_{ij}^* は渦度テンソルを示し、これらはそれぞれ、速度勾配テンソル $u_{i,j}^*$ の対称成分と非対称成分である。また、式 (10) 中の $\parallel$ は、それぞれの量のノルムを示す。Q 定義法は、旋回性の強い $Q^* > 0$ の領域を渦と判定しており、可視化の際には流下方向に向かって時計回りを赤色、反時計回りを青色で示している。この図より、開水路底部だけでなく側壁からも縦渦が発生しており、側壁で発生した縦渦は開水路中央に向かってストレッチされていることがわかる。これらの縦渦が気液界面近傍の乱流機構やガス交換および水面変動に大きな影響を及ぼすと考えられる。また、水面形状に関しては水路中央部ではランダムに変動しているが、側壁近傍では縦渦構造に対応した空間パターンを確認することができる。

図-5 に、横断方向における水面変位の時間平均分布を示す。 Fr_m が大きくなると水面変位が大きくなっていることが確認できる。 Fr_m に関係なく水面変位の定性的な空間パターンは類似しており、水路中央部では水表面が低下し、一方、 $x_3^* = 0.3$ 付近において極大値をとることがわかる。また、水面変位が極大値をとる位置は、inner secondary flow による上昇流が発生する位置と一致する。このことから、水面変位の横断分布は側壁で発生する縦渦や二次流の影響を受けて変化しており、水表面の平均的な横断分布が変化することで二次流の大きさや最大主流速点深さに変化をもたらす相

互作用が生じていると考えられる。

図-6 に、最大二次流ベクトルの大きさ V_{max}^{*s} ($= \sqrt{u_2^{*2} + u_3^{*2}}$) の Fr_m 依存性について示す。式 (5) の定義と異なり、水面変動なしのケースではフルード数の定義は等流条件と同義になっている。そのため、水面変動なしのケースでは、フルード数が現象を支配するパラメータとならず、 Fr_m の値を指定することができない。そのため、ここでは、水面変動なしのケースの値を点線で表示し、それをベースとして水面変動のあるケース ($Fr_m = 0.22, 0.43$) の値がどの程度変化するかを示すこととした。図中の実線は、 $Fr_m = 0$ に水面変動なしのケースの値があると仮定して、 $Fr_m = 0.22, 0.44$ を含めた 3 点から算出した最小自乗法の回帰直線を示している。この回帰直線はデータの挙動をよく近似しており、ほぼ $Fr_m = 0$ のときに水面変動なしのケースの値に一致することから、水面変動なしのケースがいわゆるゼロフルード数流れに対応することが確認できる。また、 Fr_m が大きくなるにつれて最大二次流ベクトルも増加していることがわかる。したがって、水表面が変動することで二次流ベクトルの定性的な空間パターンに大きな差異は現れないが、水面変動によって二次流の強さは強化されていると考えられる。

図-7 に、水路中央部における最大下降流速 V_{max}^{*down} と最大主流速をとる深さ D_s^* の Fr_m 依存性について示す。水路中央部で発生する下降流の大きさは、 Fr_m の増加

図-9 平均主流速 U_s^* と乱れエネルギー k_s^* の Fr_m 依存性

図-10 界面ガスフラックス F^* の横断分布

に伴って大きくなっていることがわかる。水路中央部では水表面が低下しており、横断方向の水面勾配が下降流を強化していると考えられる。さらに、最大主流速をとる深さ D_s^* は、下降流の増加に伴って深くなっていることがわかる。

図-8 に、inner secondary flow による最大上昇流速 V_{max}^{*up} の Fr_m 依存性について示す。最大上昇流速も Fr_m の増加に伴い増大しており、上昇流が発生する領域では、水表面が相対的に盛り上がっている。以上のように、水面変位自体は微小ではあるが二次流の大きさや最大主流速点の深さに影響を与えていることが確認できた。また、水表面が盛り上がる側壁近傍の領域では上昇流が強化され、水表面が低下する水路中央部では下降流が強化されており、水面変動と二次流が密接に関係していることが明らかになった。

図-9 に、水表面における水路中央の平均主流速 U_s^* と乱れエネルギー k_s^* の Fr_m 依存性を示す。この図より、 Fr_m が大きくなるにつれて平均主流速は減少し、乱れエネルギーは増加しており、両者は逆相関の関係を示していることがわかる。これは、水表面が変動することで気液界面のエネルギーが増加する分、水平方向の主流速が減少することを表していると考えられる。

(2) 界面ガスフラックスを支配する二次流構造

前節では、水面変動と二次流の関係について検討を行った。次に、水面変動の影響を受けた二次流と界面ガスフラックスの関係について検討する。界面ガスフラックスは次式で定義される。

$$F^* = \frac{1}{Sc \cdot Re_\tau} \frac{\partial c^*}{\partial x_2^*} \Big|_{interface} \quad (11)$$

ただし、鉛直下向きを正と定義することに注意する。また、本研究では、水面変位が微小の場を想定しており、局所的な水面勾配の大きさは非常に小さいので、静水面に対して鉛直方向に微分している。

図-10 に、横断線における界面ガスフラックス F^* の時間平均分布を示す。これより、水面変動によって下降流が強化される水路中央部では、 Fr_m の増加に伴い界面ガスフラックスが減少し、上昇流が強化される側壁近

傍においては、 Fr_m が大きくなると界面ガスフラックスが増加していることがわかる。これは、下降流が大きくなることで、気液界面の高濃度ガスが開水路のより深い領域まで移流され、濃度境界層が相対的に厚くなり、そこでの界面ガスフラックスが減少するものと考えられる。逆に、上昇流が大きくなる場合、バルク領域からより低濃度ガスが湧昇され、濃度境界層が水面変動がない場合に比べて薄くなり界面ガスフラックスが増大する。以上より、アスペクト比が小さい開水路乱流場では、水面変位が微小である場合でも濃度境界層の構造に大きな影響を与えることが示された。

最後に、二次流が卓越する場において界面ガスフラックスを支配する統計的な乱流渦構造について検討を行う。先行研究では、界面発散がガス交換を定量化する上で重要な物理量であると報告されている^{10),11)}。そこで、界面ガスフラックスが最大となる点において、界面発散についての条件付きサンプリング法 (VITA 法) に基づき界面ガスフラックスを増大させる統計的な乱流渦構造を抽出する。VITA 法は以下のように設定する。

$$D = \begin{cases} 1 & \text{if } \beta^*|_{x_3^*=0.29} > k_c \beta_{rms}^* \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (12)$$

ただし、 k_c は秩序構造を判別するしきい値であり、本研究では便宜的に $k_c=3.0$ としている。また、 β^* は界面発散を表し、以下のように定義される。

$$\beta^* = \left(\frac{\partial u_1^*}{\partial x_1^*} + \frac{\partial u_3^*}{\partial x_3^*} \right) \Big|_{interface} \quad (13)$$

図-11 に、 $Fr_m=0.22$ における VITA 法から得られた統計的な乱流渦構造と、界面発散および界面ガスフラックスとの関係を示す。図中の r_1^* , r_2^* , r_3^* は、それぞれ気液界面における着目点からの相関距離であり、 $r_3^*=-0.2$ は側壁上であることに対応する。また、そこでは統計的な水面形状についても併せて示している。この図より、側壁近傍で界面ガスフラックスが大きい領域では、2つの秩序渦が存在している。それらの渦の回転方向は異なっており、その間で水表面が上昇していることが確認できる。界面発散については、2つの渦に挟まれる

(a) 界面発散と乱流場の関係
(カラーバーは界面発散の値を示す)

(b) 界面ガスフラックスと乱流場の関係
(カラーバーは界面ガスフラックスの値を示す)

図-11 VITA 法から得られた界面ガスフラックスを支配する統計的な二次流の乱流渦構造 ($Fr_m=0.22$: 渦の色は図-4 と同様)

領域で正の発散領域が卓越しており、そのような領域で下向きの界面ガスフラックスも増大していることがわかる。以上の結果より、これらの乱流渦がガス交換を支配する二次流の表面更新渦に相当すると考えられる。これらの渦の特性量を用いてガス交換速度を定量化することが今後の課題である。

4. 結言

本研究では、側壁を有する水面変動を考慮した開水路乱流場と溶存ガス輸送の DNS を実行し、水面変動が二次流構造と気液界面のガス交換機構に及ぼす影響について検討を行い以下の結果を得た。

1. 本計算では、水面変動の表現に微小水面変位理論を用いており、水面変動は微小であるため、二次流や平均主流速の定性的な空間構造については、水面変動がない場合とほとんど変わらない結果が得られた。

2. 水面変動と縦渦構造の可視化を行った結果、水路中央部では水表面がランダムに変動するが、側壁近傍では縦渦の影響を受けて、水面形状は縦渦構造の空間パターンに対応することがわかった。

3. 二次流ベクトルの大きさや最大主流速点の深さなどは Fr_m 依存性をもっており、上昇流や下降流は Fr_m が大きくなるにつれて、それぞれ増加することが確認された。これらの結果から、水面変動が二次流を強化していることが示唆された。また、 Fr_m が大きくなると水面変動によって上昇流と下降流が強化され、水路中央付近で界面ガスフラックスが減少し、側壁近傍で増大することがわかった。

4. VITA 法に基づいて側壁近傍においてガス交換を支配する統計的な乱流渦構造に関する検討を行った結果、二次流による表面更新渦を可視化することができた。これらの渦の特性量は、ガス交換速度を定量的に評価する上で重要であると考えられる。

今後、得られた結果をもとに気液界面における乱流特性量とガス交換速度の関係を定量的に評価する予定である。

謝辞：本研究の一部は科学研究費補助金基盤研究（C）（代表者：杉原裕司）の援助の下で行われました。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) Komori, S., Murakami, Y. and Ueda, H.: The relationship between surface-renewal and burstion motions in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.203, pp.103-123, 1989.
- 2) Sanjou, M. and Nezu, I.: Experimental study on surface velocity divergence and interfacial gas transfer in open-channel flows, *Journal of JSCE*, Vol.1, pp.82-89, 2013.
- 3) Tsumori, H. and Sugihara, Y.: Length scales of motions that control air/water gas transfer in grid stirred turbulence, *Journal Marine Systems*, Vol.66, pp.6-18, 2007.
- 4) Nagaosa, R. and Handler, R. A.: Characteristic time scales for predictiong the scalar flux at a free surface in turbulent open-channel flows, *AIChE Journal*, Vol.58, No.12, pp.3867-3877, 2012.
- 5) 林俊一郎, 大友照憲, 本田逸郎: 直接数値シミュレーションによる開水路隅角部の三次元乱流構造の解明, 土木学会論文集 B, Vol.62, No.1, pp.80-99, 2006.
- 6) 横嶋哲, 中山昭彦: 水面変動を伴う開水路乱流の直接数値シミュレーション, 土木学会論文集, No.712/II-60, pp.57-72, 2002.
- 7) 杉原裕司, 中川大輔, Shiono, K.: 直接数値シミュレーションによる気液界面のガス交換機構に関する研究, 土木学会論文集 B1, No.67 No.2, pp.71-75, 2011.
- 8) Hasegawa, Y. and Kasagi, N.: Hybrid DNS/LES of high Schmidt number mass transfer across turbulent air-water interface, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.52, pp.1012-1022, 2009.
- 9) Joung, Y. and Choi, S.: Direct Numerical simulation of low Reynolds number flows in an open-channel with side walls, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol.62, pp.854-874, 2009.
- 10) McCready, M. J., Vassiliadou, E. and Hanratty, T. J.: Computer simulation of turbulent mass transfer at a mobile interface, *AIChE J.*, Vol.32, pp.1108-1115, 1986.
- 11) Banerjee, S., Lakehal, D. and Fulgosi, M.: Surface divergence models for scalar exchange between turbulent streams, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.30, 963-977, 2004.

(2015.9.30 受付)