

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

横嶋 哲¹・中山 昭彦²

¹ 正会員 博(工) 日本学術振興会特別研究員(PD)
 Environmental Fluid Mechanics Laboratory, Stanford University (Stanford, CA 94305-4020 USA)
² 正会員 Ph.D. 神戸大学大学院教授
 神戸大学大学院自然科学研究科地球環境科学専攻(〒657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1)

微小振幅波理論を用いて常流状態の幅広い Froude 数条件下で二次元完全発達開水路乱流の直接数値シミュレーション(DNS)を行い、水面変動が流れ場に及ぼす影響について検討を行った。水面変動は大きなスケールで等方的に発生し、Froude 数の増加とともにその振幅、波長が増大することが明らかになった。また水面近傍では Reynolds 垂直応力の全ての成分が Froude 数とともに増加するが、水面接線方向成分の増加は、水面変動によって水面近くで促進された圧力変動が水面方向へのエネルギー輸送量を増加させ、これが圧力ひずみ相関によって再分配されてもたらされることが確認された。さらに速度場の空間スペクトル解析から、水面近傍の乱流構造は Froude 数の増加とともに二次元的な状態から三次元的な状態に移行することが示唆された。

Key Words : direct numerical simulation, open-channel flow, free-surface fluctuations, small-amplitude wave theory, free-surface effects

1. 序論

地球温暖化問題における二酸化炭素の大気・海洋間の移動、都市気候に内湾や河川が果たす役割、あるいは大気や水を媒体とした汚染物質の拡散のような早急な解決が求められている環境問題には、気液界面を有する開水路乱流が密接に関わっている。気液界面間の運動量や質量、熱輸送現象は、自由水面下の乱流構造の影響を強く受けることが知られているため、実験的にこれらの特性を探る試みがこれまでに数多く行われてきた(例えば、文献 1)-5)). しかしながら、時々刻々と変形する自由水面近傍の流れ場を高精度に実測することは容易ではなく、実験的手法による自由水面近傍の乱流特性の定量的な解明は困難である。

一方で、近年の計算機性能の急速な向上を背景に、計算機上で対象流れ場の数値的な再現を試みる数値流体力学(CFD)が飛躍的に発展し、単純な流れ場については高精度な予測が可能な段階にまで至っており、実用化への期待が高まっている。

特に流体運動をモデル化無しに直接数値的に再現する DNS(Direct Numerical Simulation)が様々な流れ場に適用されるようになり、DNS を用いて自由水面近傍の乱流現象を明らかにしようとする試みも多く行われてきた⁶⁾⁻¹²⁾。中でも、完全発達二次元開水路流(以下、開水路等流)は最も基本的な自由水面乱流のひと

つとして多くの研究者によって取り上げられており、例えば Handler *et al.*(1993)⁷⁾ は流れ場の解明が進んでいく完全発達二次元平行平板間流れ(以下、チャネル流)との比較を通じて、自由水面が流れ場に及ぼす影響を考察した。自然界や工業機器内に現れる流れの予測に不可欠な乱流モデルの大半が、モデルの最適化や検証に用いる最も代表的な乱流場としてチャネル流を選んでいることを考えれば、この手法は自由水面近傍の乱流特性の解明に手がかりを与えるだけではなく、既往の乱流モデルに対してどのような改良を施せば自由水面を有する複雑乱流場に適用できるのかを検討する上でも、有用なアプローチと考えられる。本研究では、微小振幅波理論に基づいて線形化された自由水面境界条件を用いて、常流状態の幅広い Froude 数条件下で開水路等流の DNS を行い、自由水面の存在やその変動が流れ場に及ぼす影響について、特に乱流統計量を中心にしてチャネル流との類似点・相違点に注目した検討を行う。このようにして得られる知見は、CFD の実用化に不可欠な乱流モデルの開発・改良及び性能評価に大いに供することができると考えられる。なお、開水路等流を対象とした既往の DNS の概要、及び本研究の位置付けについては次章で述べる。

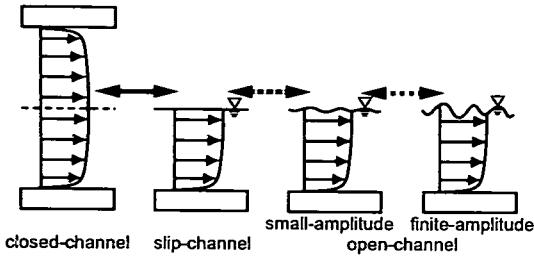


図-1 チャネル流と開水路流

2. 既往の研究、及び本研究の位置付け

ここでは、開水路等流を対象としてこれまでに行われた DNS の代表的なものについてその概要を述べ、それらに対する本研究の位置付けを行う。

Lam and Banerjee (1992)¹³⁾ は離散化手法にスペクトル法を用いて、開水路等流の DNS を初めて行った。彼らは水面に数通りのせん断応力を与えた計算を行って、せん断の強さと水面近傍のストリーク構造の関係について考察し、せん断が十分に強ければ水面近傍にもストリーク構造が生じ、境界条件の相違はストリーク構造の形成にはあまり影響しないことを指摘した。ただし、彼らの計算では自由水面は粘性応力の作用しない剛な平面と仮定され、以後の多くの DNS においても水面変動の影響は同様に無視されている。以下ではこの仮定を「すべり面近似」、すべり面近似が適用された開水路等流を「スリップチャネル流」と呼ぶことにする（図-1 参照）。

Komori *et al.* (1993)⁶⁾ は境界適合格子を用いて水面変動を考慮した、パッシブスカラー量の輸送を伴う DNS を行い、自由水面近傍では鉛直方向の変動が抑制され、そのエネルギーは圧力ひずみ相関項の作用により、主としてスパン方向に異方的に再分配されること、底面近傍におけるバースティング現象により誘起された渦が自由水面に到達して表面更新渦となり、これによって気液界面間のスカラー輸送が促進されることを指摘した。ただし対象流れ場の Froude 数は極めて小さく、水面変動の影響は実際の計算にはほとんど現れなかつたと推察される。また、離散化手法には対流項に高次精度風上差分スキームが用いられているが、彼ら自身も認めているように、計算結果には低解像度に起因する誤差がかなり含まれており、例えば平均流速分布は通常の対数則を大きく上回るなど、定量的な精度には問題がある。

Handler *et al.* (1993)⁷⁾ はスペクトル法を用いてチャネル流及びスリップチャネル流の DNS を行い、主に乱流統計量の比較検討を行った。Reynolds 応力及び

エネルギー散逸率の収支評価では、エネルギー散逸率がすべり面近傍で減少することを示し、開水路乱流のモデル計算でよく用いられる仮定（例えば Naot and Rodi (1982)¹⁴⁾）と相違することを指摘した。また空間二点相関分布より、すべり面近傍では渦構造が鉛直方向に縮められ、水平方向に伸びた形状を有することを示した。更に、スリップチャネル流ではチャネル流に比べて、ストリーク構造が底面からより離れた領域まで存在することを指摘した。

自由水面に外部応力が作用しない場合のスリップチャネル流の基本特性の大半は、これらの研究によって明らかにされたと考えられる。一方、実質的に水面変動の影響が取り入れられた開水路等流の DNS は、これまでに Borue *et al.* (1995)⁸⁾ 及び Thomas and Williams (1995)¹⁵⁾ による例があるのみである。

Borue *et al.* (1995)⁸⁾ は微小振幅波理論を用いて自由水面境界条件を線形近似し、断面平均流速及び平均水深を基準とした Froude 数 Fr が 0.1–0.6 の条件下でスペクトル法に基づく高解像度 DNS を行った。彼らは代表的な一点乱流統計量の分布やその自由水面近傍の挙動を評価し、また、水面変動の空間スペクトル特性を調べた。さらに自由水面に数通りの非定常応力が加えられた場合の計算も行い、それらが統計量分布に及ぼす影響を考察した。これにより水面変動と乱流の相互干渉の統計力学的な特性が明らかにされたが、結果の Froude 数や外部応力に対する依存性は系統的に報告されておらず、自由水面乱流のモデリングに関する基礎的データベースという意味では十分ではない。また彼らの計算では、周期境界条件が課された水平二方向の計算領域が非常に狭く、通常確保される計算領域に比べて、主流方向には $1/4$ 、横断方向には $1/2$ 程度の大きさでしかない。このため、計算結果には周期境界条件の影響が含まれており、特に空間スペクトルの結果に対する信頼性は低い。

Thomas and Williams (1995)¹⁵⁾ は、Volume of Fluid (VOF) 法を用いて $Fr = 0.5$ の流れ場の DNS を行ったが、水面変動の影響についてはほとんど考察しておらず、また、あまり解像度が高くない計算格子に対して二次精度の差分スキームを用いているため、Komori *et al.* (1993)⁶⁾ と同様に定量的な精度には問題があると考えられる。

これら以後は、数値計算法の高精度化、格子解像度の向上に加えて、気相の流れの考慮¹⁶⁾、パッシブスカラーとして取り扱った場合の物質^{17),18)} や熱¹⁹⁾ の輸送機構の検討、粒子の軌跡の追跡²⁰⁾ や、温度成層による浮力効果の導入¹⁷⁾ 等、何らかの複雑要素が付加された開水路乱流の DNS が数多く行われてきた。しかしながら、これらの計算ではいずれも自由水面の取り扱いに

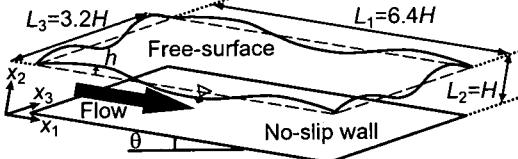


図-2 水面変動を伴う開水路等流

すべり面近似が用いられており、水面変動の影響が考慮されたものは、Tsai (1998)¹¹⁾ 及び Shen et al. (1999)¹²⁾ が水面近傍のせん断層の減衰過程を微小振幅波理論を用いてシミュレートした例がある程度である。

以上のように DNS によって、スリップチャネル流に関しては代表的な乱流統計量分布について共通の見解が得られ、さらにスカラー輸送との連成問題や瞬間場における渦構造のメカニズムの解明等が進められている。しかし、水面変動が流れ場に及ぼす影響については基本的な乱流統計量についても十分な理解が得られておらず、自由水面を有する複雑乱流場への LES (large-eddy simulation) や RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) 方程式モデルの適用が進まない原因のひとつとなっている。

そこで本研究では、微小ではあるが水面変動を許すことでの、水面変動が流れ場に及ぼす影響を系統的に評価することを目的とする。特に、乱流モデルの開発・改良及び性能評価に有用な乱流統計量の Froude 数依存性の解明に重点を置く。また、乱流構造の詳細についても空間二点相関や波数スペクトル特性から検討を行う。微小振幅波理論を利用した開水路乱流の直接数値シミュレーションは既に横嶋・中山 (2001)²¹⁾ で報告しているが、本報では格子解像度及び数値計算法について改善がなされ、より Froude 数の高い条件下の結果と併せて考察をする。また、結果の一部は既に報告済み²²⁾ であるが、本報ではエネルギー輸送の水面変動依存性等についても更に詳細に検討を行う。

3. 支配方程式及び数値計算手法

(1) 支配方程式

本研究では、図-2 に示すような平滑面及び自由水面から構成される開水路等流を検討対象とする。流体は非圧縮性の Newton 流体で温度場の影響は無視できると仮定すると、流体の運動は以下に示す連続の式と Navier-Stokes 方程式によって記述される。

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

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + g_1 \delta_{1i} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2)$$

ここで、 x_1, x_2, x_3 はそれぞれ主流方向、路床法線上向き方向及び横断方向を示し、 \tilde{u}_i は x_i 方向の瞬時速度成分を、 ν は流体の動粘性係数を表す。 g_i は重力加速度の x_i 方向成分で、路床勾配を θ 、重力加速度を g とすれば $g_1 = g \sin \theta$, $g_2 = -g \cos \theta$, $g_3 = 0$ となる。また、 \tilde{p} は平均水深時の静水圧分布からのズレを流体密度 ρ で除したものである。以下では、ある物理量の瞬時値 \tilde{f} の時空間平均値を \bar{f} 又は F で表し、変動量 f を $f \equiv \tilde{f} - \bar{f}$ で定義し、変動量の標準偏差 $\sqrt{f^2}$ を f_{rms} で表す。また、 $x_2 = a$ での f の値を $f|_a$ で示す。

主流方向には境界層が完全に発達した状態にあり、横断方向については側壁の影響を受けない開水路乱流を対象とするため、これら二方向の境界条件には周期境界条件を用いる。また、底面上では粘着条件

$$\tilde{u}_1 = \tilde{u}_2 = \tilde{u}_3 = 0 \quad (3)$$

を課す。自由水面の境界条件については、次節で詳しく述べる。

(2) 自由水面境界条件

跳水や碎波が発生しない、水面形状の滑らかな流れ場を考えると、自由水面形状は路床平面に対して連続な一価関数として表現することができる。路床から x_2 方向に測った瞬時水深を $\tilde{h}(t, x_1, x_3)$ とし、自由水面に対する法線方向及び接線方向（二方向）をそれぞれ x_n, x_{t_1}, x_{t_2} とすれば、自由水面の運動を規定する力学的条件及び運動学的条件は次式で表される。

- 動力学的条件

$$\nu \left(\frac{\partial \tilde{u}_n}{\partial x_{t_1}} + \frac{\partial \tilde{u}_{t_1}}{\partial x_n} \right) \Big|_{\tilde{h}} = 0 \quad (4)$$

$$\nu \left(\frac{\partial \tilde{u}_n}{\partial x_{t_2}} + \frac{\partial \tilde{u}_{t_2}}{\partial x_n} \right) \Big|_{\tilde{h}} = 0 \quad (5)$$

$$\tilde{p} \Big|_{\tilde{h}} = 2\nu \frac{\partial \tilde{u}_n}{\partial x_n} \Big|_{\tilde{h}} \quad (6)$$

- 運動学的条件

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial t} + \tilde{u}_1 \Big|_{\tilde{h}} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_1} + \tilde{u}_3 \Big|_{\tilde{h}} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_3} = \tilde{u}_2 \Big|_{\tilde{h}} \quad (7)$$

ただし、 $\tilde{u}_{t_1}, \tilde{u}_{t_2}, \tilde{u}_n$ はそれぞれ x_{t_1}, x_{t_2}, x_n 方向の瞬時速度成分である。また、気相の流れ及び表面張力は無視し、大気圧はゼロとしている。

式(4)–(7) 及び前節で示した周期境界条件、粘着条件の下で支配方程式(1), (2)を解けば、対象とする開水路等流を再現することができる。しかし、時々刻々と不規則に変形する自由水面上で動力学的条件を満たしながら、支配方程式を数値的に精度良く解くためには、自由水面の変動に合わせて計算領域を変形させる移動境

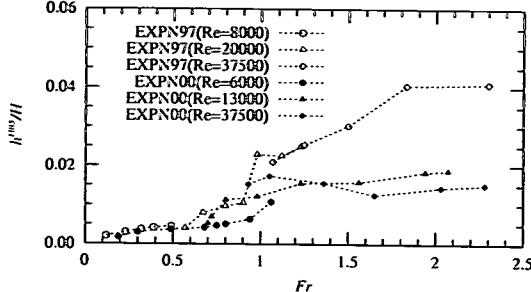


図-3 水面変動強度 h_{rms} の実験計測結果

界適合座標の導入が必要で、これは容易ではない。このような数値計算上の困難を避けるために、既存の開水路等流を対象とした DNS の大半では、自由水面を粘性応力の作用しない剛な平面として取り扱うスリップチャネル流が解析対象とされてきたことは前章で既に述べた。しかしながら、水面変動は気液界面間の運動量や質量、熱輸送現象に少なからず影響を及ぼすと予想され、すべり面近似された水面がそれらをどの程度再現できるのか、その近似精度や適用範囲については未解明な部分が多い。

水面変動の基本特性を把握するため、著者ら (2000)²³⁾ (以下、EXPNOO) 及び中山 (1997)²⁴⁾ (以下、EXPN97) によって、超音波波高計を用いて幅広い Froude 数、Reynolds 数条件下で行われた、開水路等流の水面変動強度 h_{rms} の実験計測結果を図-3 に示す。ただし結果は、断面平均流速 U_m と平均水深 H によって定義される Froude 数 Fr を用いて整理されている。実験結果は特に射流状態においてばらつきがあるものの、水面変動は限界流から射流にかけて大きく増加し、また Reynolds 数が高いほど水面変動も増大する傾向が観察される。これより常流状態で、かつ DNS が実行可能な低 Reynolds 数条件下では、水面変動の標準偏差は概ね平均水深の 1%以下と微小であることがわかり、そのような条件下では自由水面境界条件である式 (4)-(7) は $x_2 = H$ での Taylor 級数展開の低次項で十分近似できると考えられる。よって h/H の二次以上の高次項を無視し、さらに水面勾配も微小であると仮定して方向余弦 $\partial x_n / \partial x_1$, $\partial x_n / \partial x_3$, $\partial x_{t_1} / \partial x_2$ 及び $\partial x_{t_3} / \partial x_2$ を無視すると、以下のような線形化された自由水面境界条件が得られる。

• 動力学的条件

$$\nu \left(\frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial x_2} + \frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_1} \right) \Big|_H = 0 \quad (8)$$

$$\nu \left(\frac{\partial \tilde{u}_3}{\partial x_2} + \frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_3} \right) \Big|_H = 0 \quad (9)$$

$$\tilde{p} \Big|_H = -g_2 h + 2\nu \frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_2} \Big|_H \quad (10)$$

• 運動学的条件

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} (\tilde{u}_1 \Big|_H h) + \frac{\partial}{\partial x_3} (\tilde{u}_3 \Big|_H h) = \tilde{u}_2 \Big|_H \quad (11)$$

式 (8)–(11) に含まれる項は全て平均水面位置 $x_2 = H$ で評価されているため、計算格子を瞬時水面の変形に合わせて再構成することなく水面変動の影響を取り入れることができ、かつ式 (11) より時々刻々と変化する瞬時の水面形状を追跡することができる。

最近では気液界面を何らかのスカラー量の不連続面として取り扱うことによって、固定計算格子上で大きな水面変形を伴う流れ場の数値シミュレーションが行われている (例えば Kunugi *et al.* (2001)²⁵⁾)。しかし不連続面を抽出するためには何らかのしきい値を設定する必要があるため、そのようにして決定された気液界面の分布形状には誤差が含まれ、その近似精度は明らかでない²⁶⁾。また、水面変形が大きい場合には水面近傍の平均量の定義方法も問題となる。微小振幅波理論はその適用範囲に限界はあるものの、水深自身を変数とすること、全ての点で Euler 平均が一義的に定義できること等、長所も多い。現状では常流条件下においても自由水面近傍の流れの Froude 数変化特性は十分に解明されていないことを考えれば、微小振幅波理論に基づく直接数値シミュレーションによって有意義な情報を得ることができると期待される。

(3) 離散化手法

ここでは、上述の支配方程式を有限差分法に基づいてスタガード格子上で離散化し、SMAC 法に従って時間発展解を算出する方法について述べる。

支配方程式中の空間微分項は二次精度中心差分法²⁷⁾を用いて離散化される。この差分スキームは、結果は対流項の表現形式には依存せず、質量、運動量及び非粘性的場合には二乗量も保存されるという支配方程式が有する性質を、離散化後も質量保存の精度に応じて満たすことができる。時間積分については、対流項、粘性項がともに二次精度の Adams-Basforth 法により陽的に近似される。二次精度中心差分法を用いた DNS の精度検証はこれまでに鈴木・河村 (1994)²⁸⁾、永翁 (1999)²⁹⁾ 及び阿部ら (2000)³⁰⁾ によって行われており、適切な差分スキームと Kolmogorov スケールの数倍程度の格子解像度が用いられれば、高次の統計量についてもスペクトル法の精度に匹敵する結果が得られることが報告されている。

自由水面の運動学的条件である h の時間発展方程式 (式 (11)) は拡散項に相当する項を含まないため、計算過程で数値的に不安定な状態に陥る可能性がある。そこで式 (11) については、対流項を Taylor 級数展開に基づいて風上化する上流補間 (USI) 法³¹⁾ の五次精度スキ

ムを用いて近似し、三次精度の Adams-Bashforth 法により時間積分を行う。五次精度の USI スキームは、一次元線形移流問題及び二次元正方キャビティ流において通常の五次精度風上差分法に比べて優れた結果を与えることが示されている³¹⁾。また、林ら(1999)³²⁾は一次元線形移流問題を対象として、風上差分法と時間進行法とのカップリングが解に及ぼす影響について検討し、五次精度の風上差分法と三次精度の Adams-Bashforth 法の組み合わせが最適であると指摘している。よって五次精度 USI 法と三次精度 Adams-Bashforth 法の組み合わせは、移流方程式の形をとる式(11)に対して安定かつ高精度な時間発展をもたらすことが期待できる。

既に述べたように、式(2)の数値的な運動量及び二乗量保存性は式(1)が数値的にどれだけ満足されるかによって決まるため、圧力の Poisson 方程式は十分に精度良く解かれる必要がある。本報では、高速 Fourier 変換(FFT)と三重対角行列解法(TDMA)を組み合わせた直接解法によって、Poisson 方程式は高精度かつ高速に解かれる。すなわち、 x_2 方向の差分スキームが二次精度であれば、Poisson 方程式を周期方向に Fourier 変換すると x_2 方向に関する三重対角行列が得られる。これを TDMA によって直接的に解けば、波数空間上で Poisson 方程式の解が得られるので、FFT を利用した Fourier 逆変換によって、物理空間上の圧力解が得られる。これにより計算の各時間ステップにおいて連続式は十分な精度で満足されており、運動量及び二乗量も高精度に保存されることになる。

(4) 計算条件

支配方程式中の変数を全て壁面平均摩擦速度 U_τ 及び平均水深 H で無次元化すると、支配方程式に含まれる無次元パラメータは、Reynolds 数 $Re_\tau (\equiv U_\tau H / \nu)$ 及び Froude 数 $Fr_\tau (\equiv U_\tau / \sqrt{gH})$ の二つとなる。路床勾配 θ と Fr_τ の間には $Fr_\tau^2 = \sin \theta$ の関係がある。

本報では、Reynolds 数を $Re_\tau = 180$ として DNS を行う。これは、断面平均流速 U_m を用いたバルク Reynolds 数 $Re (\equiv U_m H / \nu)$ に換算すると約 2,800 に相当する。この Reynolds 数は Moser *et al.*(1999)³³⁾ によってスペクトル法を用いて行われたチャネル乱流の DNS と一致する。既存の開水路等流の DNS も、著者らによって既に行われたスリップチャネル流 DNS³⁴⁾ も含めて $Re_\tau = 180$ の条件下で行われたもののが多いため^{13), 15), 19), 35)}、この Reynolds 数の条件下で DNS を行うこととは、得られる結果の精度検証や流れ場の特徴の比較検討を行う上でメリットが大きい。

もうひとつのパラメータである Froude 数についてのは、 $Fr_\tau = 0.019, 0.037, 0.057$ の三種類の条件下で計算を行う。これらはバルク Froude 数 $Fr (\equiv U_m / \sqrt{gH})$

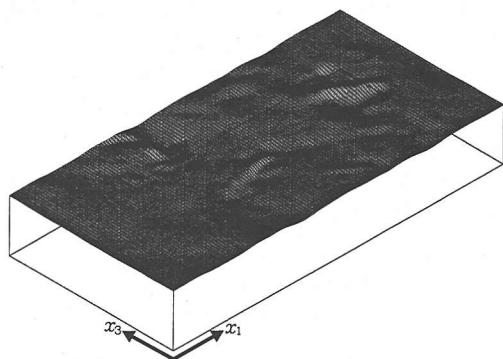
に換算するとそれぞれ 0.3, 0.6, 0.9 程度となり、スリップチャネル流を $Fr = 0$ の極限状態と考えれば、これから常流状態において水面変動が流れ場に及ぼす影響を検討するための十分な情報が得られると考えられる。流体を常温状態の水として考えた場合、これらの条件下では水深が 1-2cm、断面平均流速が 15-30cm/sec 程度の流れとなり、表面張力の影響は厳密には無視できないと想像される。表面張力の影響をシミュレーションに取り入れることは容易であるが、新たに Weber 数が無次元パラメータとして加わり、結果の解釈が複雑になる。しかし自然界に見られるようなスケールの大きな流れにおいては表面張力の影響は無視でき、本研究ではそのような表面張力の影響の無い流れの乱流特性を調べることを目的としているので、ここではその影響を考慮しない。

計算領域は既存の DNS^{17), 18)} を参考に、平均水深 H に対して主流方向に $6.4H$ 、横断方向に $3.2H$ の大きさを与えた。計算格子点はいずれの方向にも 128 点とする。ただし格子点は主流及び横断方向には等間隔に配置され、水深方向には双曲正接関数を用いて底面及び水面近傍に格子が集中されている。これによって、計算格子間隔は粘性長さで主流方向には 9、横断方向には 4.5、水深方向には最小値が 0.272、最大値が 2.71 となる。また時間刻みは粘性時間で 0.0144 とする。これらの条件下で Courant 数は 0.1 以下となり、本報で用いた離散化手法によって数値的な安定性は十分に確保されている。

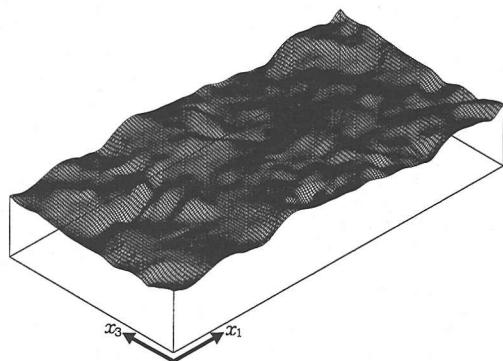
次章で示す乱流統計諸量は、完全発達乱流場が得られた後の 200,000 時間ステップ(粘性時間で 2,880)に渡る時間平均と、乱れが統計的に一様な水平面内での空間平均操作によって算出されたものである。平均流速は非常にゆっくりと変動するため、特に水面近傍で平均流速の高精度な収束解を得るためにには、このような長時間に渡る平均化操作が必要であった。

4. 計算結果

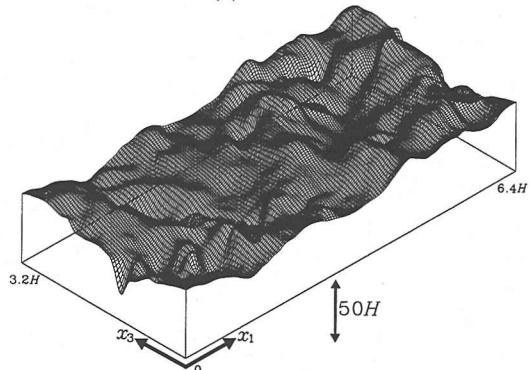
本章では $Fr = 0.3, 0.6, 0.9$ の DNS 結果を、Moser *et al.*(1999)³³⁾ (以下、MKM) によるチャネル流 DNS、及び著者ら(2000)³⁴⁾ (以下、YN) によるスリップチャネル流 DNS 結果と併せて検討する。これらの DNS は Reynolds 数が一致するため、互いに計算手法や格子解像度等に相違はあるものの、各ケースの結果の相違については自由水面境界条件の影響が支配的とみなすことができ、自由水面の存在あるいは水面変動が流れ場に及ぼす影響を詳細に検討することが可能となる。以下では、壁面平均摩擦速度 U_τ 及び動粘性係数 ν で無次



(a) $Fr = 0.3$



(b) $Fr = 0.6$



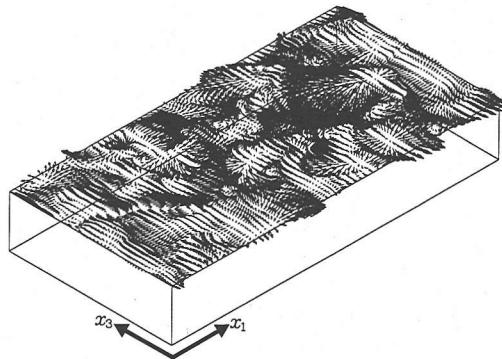
(c) $Fr = 0.9$

図-4 瞬時自由水面形状の比較

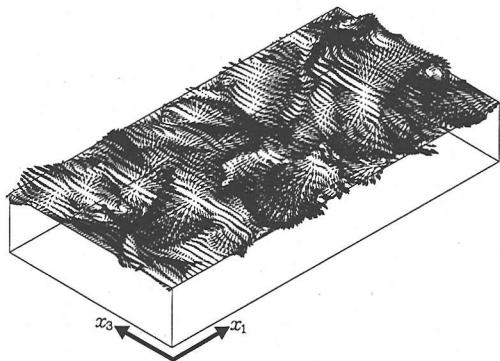
元化された物理量を添え字 + を用いて f^+ のように表す。

(1) 瞬時構造

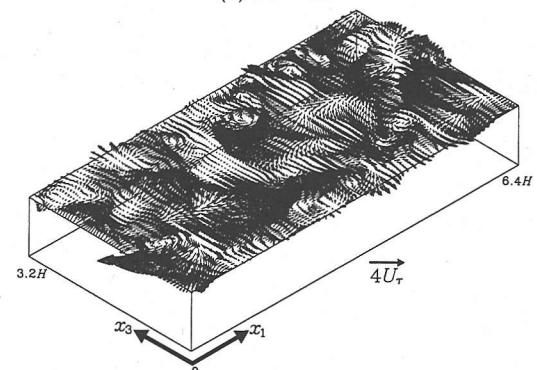
図-4 及び図-5 に、瞬時自由水面形状の一例、及びその時の平均水面内の瞬時変動速度ベクトルを示す。ここでの変動成分は瞬間の x_1-x_3 平面内での平均値からのズレを意味する。また、速度ベクトルについては x_1 及



(a) $Fr = 0.3$



(b) $Fr = 0.6$



(c) $Fr = 0.9$

図-5 平均水面内での瞬時変動速度ベクトルの比較

び x_3 方向に一点置きの位置のものだけが表示されている。図-4 より、Froude 数の増加とともに水面変動の振幅が大きく増加する様子が観察される。水面変動は粘性スケールに比べてかなり大きなスケールで等方的に発生し、波長自体も Froude 数とともに増大している。また、波長の小さな変動はほとんど確認されないが、この傾向は Thomas and Williams (1995)¹⁵⁾ の計算結果とも良く一致する。このような特性は、主流方向に筋

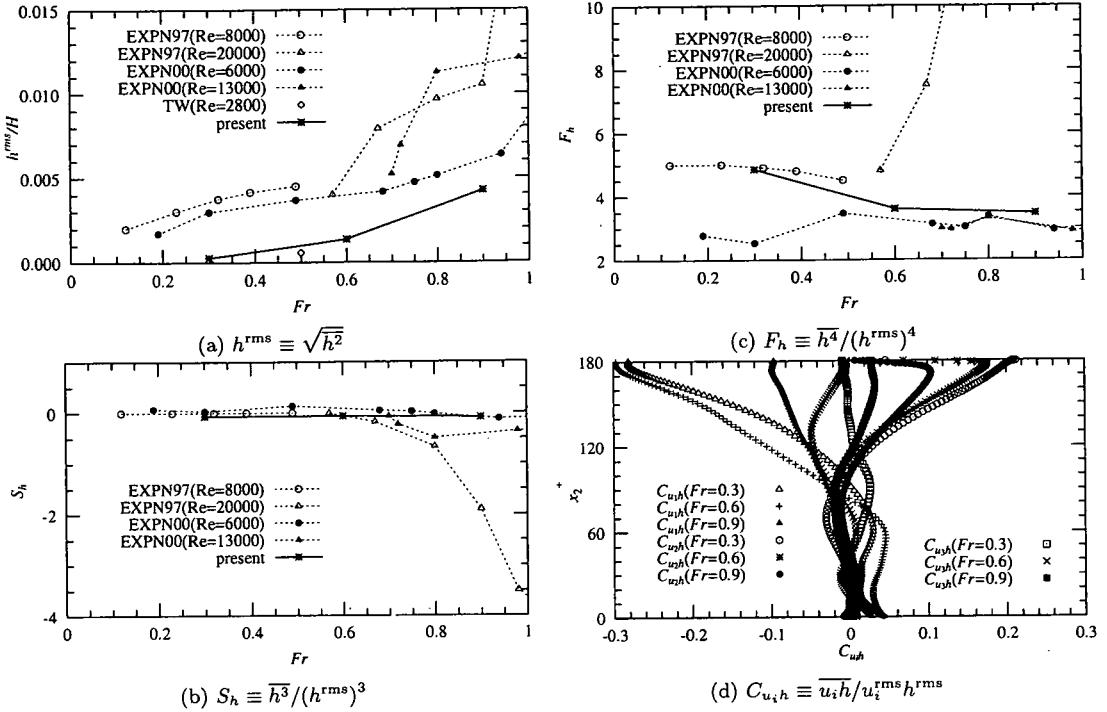


図-6 水面変動に関する統計諸量

状の特徴的な構造（ストリーク構造）を有する粘着面近傍とは全く異なる。図-4と図-5を比較すると、水面が盛り上がっている領域では速度ベクトルは周囲に発散し、水面が沈み込んだ領域では逆に収束する傾向が見られる。これらはそれぞれ、すべり面近傍で存在が指摘されているsplatting及びantisplattting⁹⁾に対応すると考えられ、このような水面上での瞬間場の特性はスリップチャネル流のDNS³⁵⁾の場合と同様である。

(2) 水面変動特性

水面変動に直接関連する統計諸量を図-6に示す。図-6(a)に示す水面変動の標準偏差 h_{rms} については前述の実験結果 (EXPNOO 及び EXPN97) に加えて Thomas and Williams (1995)¹⁵⁾ (以下、TW) の DNS 結果を、図-6(b), (c) に示す skewness factor $S_h (\equiv \bar{h}^3/(h_{rms})^3)$ 及び flatness factor $F_h (\equiv \bar{h}^4/(h_{rms})^4)$ については両実験結果を併せて示す。

DNS から算出された h_{rms} は概ね Fr^2 に比例しており、これは著者ら³⁶⁾によって非粘性、 $u_1, u_2, u_3 \ll U_1$ 及び変動圧力に対する静水圧近似の仮定の下で理論的に導かれた結果と一致する。また DNS 結果はいずれも実験値に比べて値は低いが、VOF 法を用いて得られた TW の結果とは定量的にも一致する。実験結果からは、Froude 数が等しい場合には Reynolds 数が高いほど h_{rms} も増大する傾向が読み取れるので、 h_{rms} に関する

DNS と実験計測との差は Reynolds 数の相違が主要因と考えられる。

図-6(b), (c) では、 S_h はほぼゼロ、 F_h は 4 前後の値をとり、これらは Froude 数にはほとんど依存しない。これは、水面変動が正規確率分布からあまり外れていないことを示している。 h_{rms} 、 S_h 、 F_h のいずれについても実験結果と同程度に評価されていることから、本報で用いた微小水面変動仮定及び数値計算手法の、対象流れ場に対する妥当性が確認できる。

図-6(d) に速度変動と水面変動の相互相関係数 $C_{u1h} (\equiv \bar{u}_1 h / u_i^{rms} h_{rms})$ の水深方向分布を示す。 C_{u3h} は平均流が完全に二次元状態にあれば断面全体でゼロとなるが、計算結果でも断面全体で絶対値は 0.04 以下であり、これは統計的には無相関とみなせる値であることから、平均量は十分に収束していると判断される。 h と u_1, u_2 との相関関係が見られるのはいずれも水面から $0.3H$ から $0.4H$ の領域であり、水面変動と関連する大規模運動のスケールは Froude 数にあまり依存しないと解釈できる。しかしながら相関の強さ自体は、Froude 数の増加とともに弱まる傾向がある。

C_{u1h} は負の値をとり、自由水面に近づくにつれて絶対値が増加する。これは、常流状態で流体が局所的に加速されると水深が減少することに対応すると考えられる。一方 C_{u2h} は正の値をとり、自由水面に近づくと絶対値が増加するが、 $Fr = 0.3$ では $x_+^+ = 179.4$,

$Fr = 0.6$ では $x_2^+ = 177.4$, $Fr = 0.9$ では $x_2^+ = 172.0$ の位置で極大値をとり、それより水面側では急激に減衰する。 $C_{u_{2h}}$ の x_2 方向の導関数

$$\frac{\partial C_{u_{2h}}}{\partial x_2} = \frac{1}{h^{\text{rms}}} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_2} h \frac{1}{u_2^{\text{rms}}} - \frac{u_2 h}{u_2^2} \frac{\partial u_2^{\text{rms}}}{\partial x_2} \right) \quad (12)$$

を考えると、DNS 結果は明らかに水面極近傍で負の値をとるが、右辺第二項に含まれる $\partial u_2^{\text{rms}} / \partial x_2$ は次節で示すように水面近傍で負の値をもつ。つまり右辺第二項は項全体としては正の値をとるので、水面極近傍では右辺第一項中の $\partial u_2 / \partial x_2 \cdot h$ は負の値をとる必要がある。ここで $\partial u_2 / \partial x_2 = -(\partial u_1 / \partial x_1 + \partial u_3 / \partial x_3)$ を考慮すれば、 $\partial u_2 / \partial x_2 > 0$ は $x_1 - x_3$ 平面内での収束を、 $\partial u_2 / \partial x_2 < 0$ は発散を意味するので、 $\partial u_2 / \partial x_2 \cdot h$ の時空間平均が負であるためには

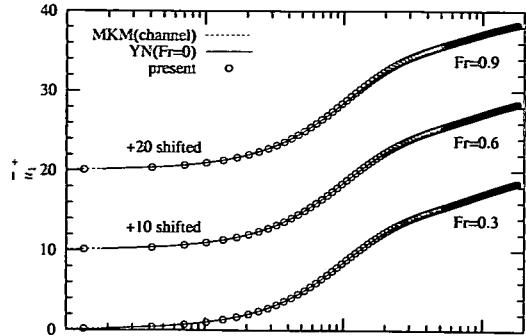
- 水面が上昇する ($h > 0$) と、速度ベクトルは水平面内で発散する ($\partial u_2 / \partial x_2 < 0$)
- 水面が下降する ($h < 0$) と、速度ベクトルは水平面内で収束する ($\partial u_2 / \partial x_2 > 0$)

のような傾向が要求されるが、これらはそれぞれ splatting 及び antisplattting に対応しており、図-4、図-5 で観察された特性と一致する。また、Froude 数が低いほど水面変動に対する復元力（重力）が強いので、わずかなる変動に対してより大きな $|\partial u_2 / \partial x_2|$ が生じることがわかり、これは図-6(d)において Froude 数の低下とともに $C_{u_{2h}}$ がわずかな領域で急激に減衰していることに対応する。

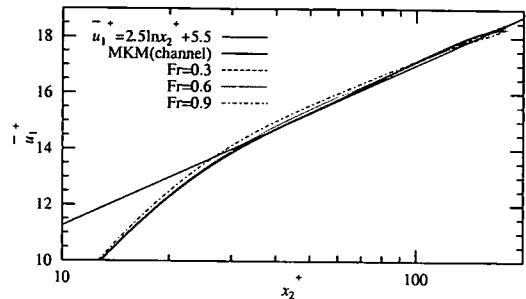
(3) 一点乱流統計量

a) 平均流速分布

図-7 に各ケースから得られた平均流速 \bar{u}_1 の分布を示す。図-7(a) のスケールでは、平均流速分布は自由水面の影響を全く受けないように見えるが、水面近傍を拡大した図-7(b) では平均流に対する水面変動の影響が観察される。 $Fr = 0.3$ のケースでは、平均流速分布は水面極近傍を除いてほぼチャネル流と一致し、また、その分布は対数則 $\bar{u}_1^+ = 2.5 \ln x_2^+ + 5.5$ を用いて良好に表現される。しかしながら Froude 数が増加すると、Borue *et al.* (1995)⁸⁾ の結果にも見られるように対数域下端で平均流速は対数則を上まわる。一方、対数則領域での速度勾配は Froude 数の増加とともに減少するため、最大流速は $Fr = 0.3, 0.6, 0.9$ の順に低下する。なお、自由水面近傍で平均流速が対数則よりも高い値をとる wake 現象は今回の DNS では確認されていないが、 $Re_\tau = 250$ の条件下で行われた Borue *et al.* (1995)⁸⁾ の平均流速分布には wake 成分のようなものが観察されているので、wake 現象の出現は Reynolds 数に強く依存すると考えられる。



(a) entire depth



(b) near free surface

図-7 平均流速 \bar{u}_1

b) 渦度変動強度分布

渦度変動強度 ω_i^{rms} の分布を図-8 に成分ごとに示す。渦度変動強度分布は有限差分法とスペクトル法の予測精度の差が最も露見しやすい量のひとつであり、今回の有限差分法 DNS の精度を判断する上で適当な指標のひとつと考えられる。Nagaosa(1999)¹⁸⁾は、チャネル流及びスリップチャネル流の渦度変動強度分布は $x_2/H < 0.7$ の領域で一致することを指摘しているが、本計算においても水面下の大半の領域では各ケースの結果はほぼ一致している。これは、本計算で用いられた数値計算手法及び格子解像度によって、流れ場の小スケールの渦構造も精度良く捉えられていることを示唆している。また、 $\omega_1^{\text{rms}}|_H$, $\omega_3^{\text{rms}}|_H$ は水面変動が許される場合にはゼロとならないため、それらの分布において Froude 数依存性が予想されたが、実際にはこれらに対する水面変動の効果は水面から 5%以下の非常に狭い領域に限られ、それ以下の領域ではケース間に有意な差は見られない。

c) 自由水面効果

開水路等流とチャネル流を比較した場合の最も顕著な相違点のひとつに、自由水面（チャネル流の場合にはチャネル対称面）における法線方向の運動に対する制約が挙げられる。チャネル流の場合には平均的には対

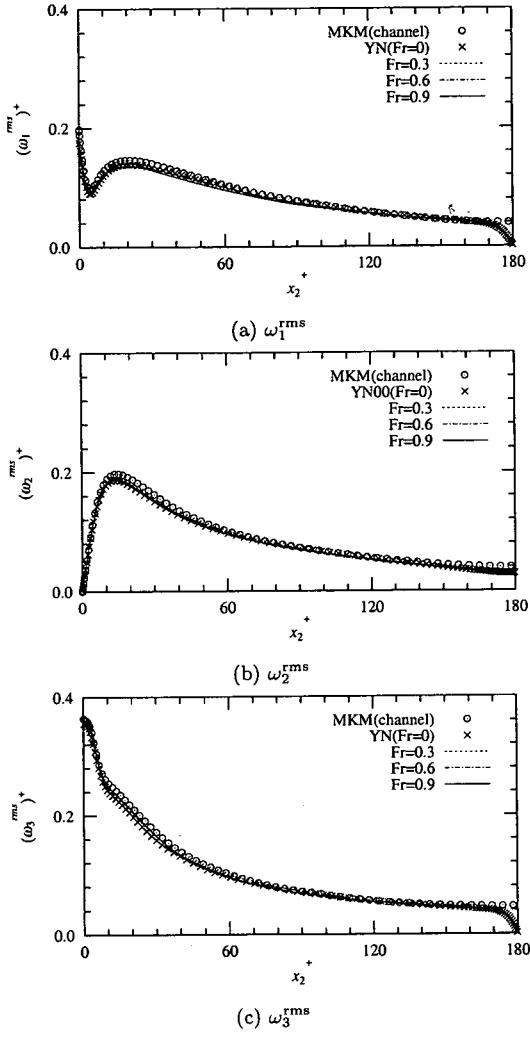


図-8 湍度変動強度 ω_i^{rms}

称面を通じて流体は出入りしないものの、瞬間流れは対称面を通過することが許される。一方で $Fr = 0$ の極限であるスリップチャネル流では、瞬時場においても法線方向速度成分はゼロであるため水面は流れ場に対してブロッキング効果をもたらし、すべり面近傍では、圧力は水面法線方向にほとんど変化しない³⁷⁾。しかしながら、このブロッキング効果は水面変動の増加とともに弱まると考えられるため³⁶⁾、水面変動の影響が無視できない場合の自由水面近傍の流れ特性はスリップチャネル流のそれとは異なることが予想され、Froude数の増加とともにチャネル流的な特性を示すか、あるいはこれらとは全く別の特性を有する流れ場に移行することが考えられる。そこで、以下では水面法線方向の速度成分や圧力のような量に注目し、自由水面が流れ場に及ぼす影響（自由水面効果）のFroude数依存性

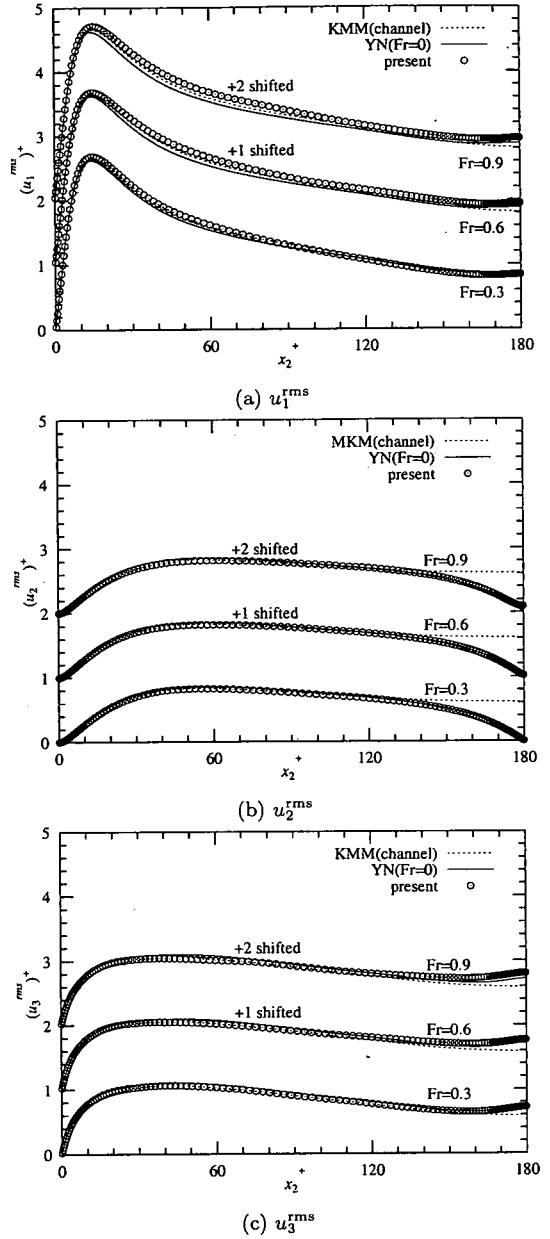


図-9 乱れ強度 u_i^{rms}

を検討する。

d) 乱れ強度分布及び散逸長さスケール

乱れ強度 u_i^{rms} の分布を図-9に示す。平均水面の接線方向成分については、主流方向成分 u_1^{rms} は壁面近傍を除いた領域で Froude 数と共に値が増加し、横断方向成分 u_3^{rms} は水面近傍でのみ増加する傾向が確認できる。水面法線方向成分 u_2^{rms} はスリップチャネル流では水面上でゼロとなるが、水面変動が許される場合には水面上でも有限値をとることがわかる。また、 u_2^{rms} に対する

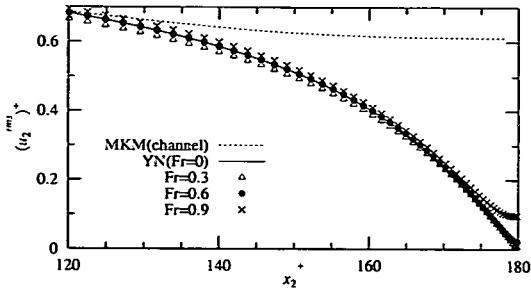


図-10 自由水面近傍における u_2^{rms} の挙動

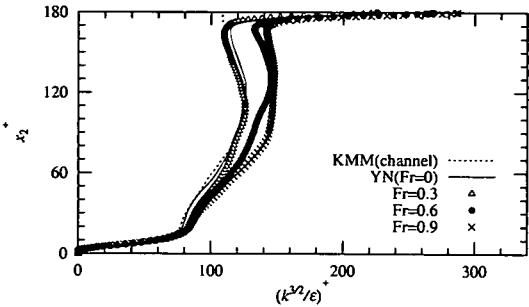


図-11 散逸長さ $L(\equiv k^{3/2}/\varepsilon)$

自由水面の減衰効果は水面から $1/3$ 程度の領域に及び、この領域の大きさは Froude 数に依存していない。 u_2^{rms} についてさらに詳しい検討を行うため、 u_2^{rms} 分布の水面近傍拡大図を図-10 に示す。これより、水面変動の効果は自由水面から 5% 程度のごくわずかな領域にのみ現れ、 $u_2^{\text{rms}}|_H$ は水面変動強度 h^{rms} と同様に、概ね Fr^2 に比例して増加することがわかる。これらより、乱流エネルギー $k \equiv \frac{1}{2}(\bar{u}_i u_i)$ は壁面近傍を除いた領域、特に水面近傍で Froude 数と共に増加することは明らかである。

一方、乱流エネルギー散逸率 ε の分布には、ここでは示さないが Froude 数の影響はほとんど現れず、スリップチャネル流の結果と良好に一致した。よって、散逸長さ $L(\equiv k^{3/2}/\varepsilon)$ は図-11 に示すように、壁面近傍を除いた領域で Froude 数と共に増加する。すべり面近傍では水平方向に大きく引き伸ばされた渦構造が存在可能なため、散逸長さ L がチャネル流に比べて水面近傍で増加することは既に指摘されていたが³⁸⁾、水面変動を伴う場合には自由水面から離れた地点でも散逸長さは増大する。

e) 高次速度相関

図-12 に、平均水面の法線方向変動速度 u_2 の skewness factor $S(u_2)(\equiv \overline{u_2^3}/(u_2^{\text{rms}})^3)$ の分布を示す。チャネル流の場合には対称性よりチャネル対称面 $x_2 = H$ で

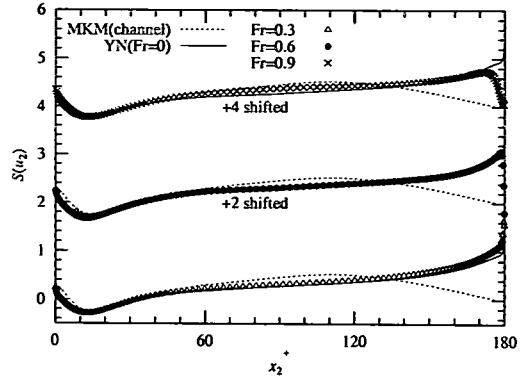
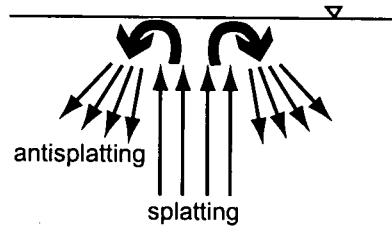
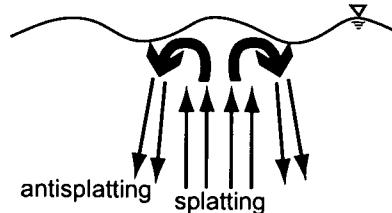


図-12 水面法線方向変動速度 u_2 の skewness factor $S(u_2)(\equiv \overline{u_2^3}/(u_2^{\text{rms}})^3)$



(a) at low-Froude number



(b) at larger-Froude number

図-13 splatting 及び antisplashing の Froude 数依存性

$S(u_2) = 0$ となるが、スリップチャネル流では $S(u_2)|_H$ は 1 程度の値をとる。skewness factor は、頻繁に起こる小、中規模の変動よりも時折発生する大規模な変動によって決定されることを考慮すると、水面極近傍において $S(u_2)$ が正の値をとるのは、Handler *et al.* (1999)¹⁹⁾ が指摘するように、splatting の上昇速度が antisplashing の下降速度よりも大きいためと考えられる（図-13(a)参照）。しかしながら水面変動が許容されることによって、水面極近傍の $S(u_2)$ の分布は大きく変化する。 $Fr = 0.3$ の場合にはスリップチャネル流とほぼ同様の分布をとるもの、 $Fr = 0.6, 0.9$ と水面変動が激しくなるにつれて $S(u_2)$ は水面近傍で減少し、 $S(u_2)|_H$ はほぼゼロとなる。Handler *et al.* (1999)¹⁹⁾ のスリップチャネル流に対する考察に基づけば、これは Froude 数の増加

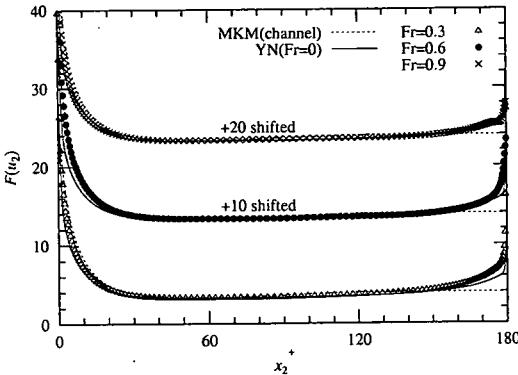


図-14 水面法線方向変動速度 u_2 の flatness factor $F(u_2)$ ($\equiv \overline{u_2^4}/(\overline{u_2^{\text{rms}}}^4)$)

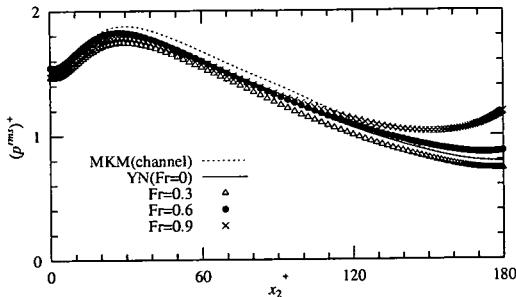


図-15 圧力変動強度 p^{rms}

とともに水面極近傍で発生する splatting の上昇速度と antisplattting の下降速度は同程度になる傾向があることを示唆する(図-13(b)参照)。また、 $S(u_2)$ の減衰領域は Froude 数の増加とともに広がり、 $Fr = 0.9$ の場合には水面近傍約 5% の領域で $S(u_2)$ が減衰する。

同様に u_2 の flatness factor $F(u_2)$ ($\equiv \overline{u_2^4}/(\overline{u_2^{\text{rms}}}^4)$) の分布を図-14 に示す。スリップ面が存在することで $F(u_2)$ は水面付近で増加し、 $Fr = 0.3$ の場合には水面極近傍で値が急激に増加する。しかし更に Froude 数が増加すると $F(u_2)|_H$ は減少し、 $Fr = 0.9$ では水面近傍での $F(u_2)$ の増分はスリップチャネル流を下回る。Batchelor and Townsend (1949)³⁹ は flatness factor と乱れの間欠性が関係していることを示し、flatness factor が大きい流れには強い間欠性があるとしている。Froude 数が増加するにつれて $F(u_2)|_H$ が小さくなっているのは、乱れの間欠性が大きくなる、すなわち乱流渦が頻繁に発生、あるいは底面から到達していることを意味する。

f) 圧力変動強度

図-15 に圧力変動強度 p^{rms} を示す。 p^{rms} の予測精度に対する空間解像度の影響は他の統計量に比べて大き

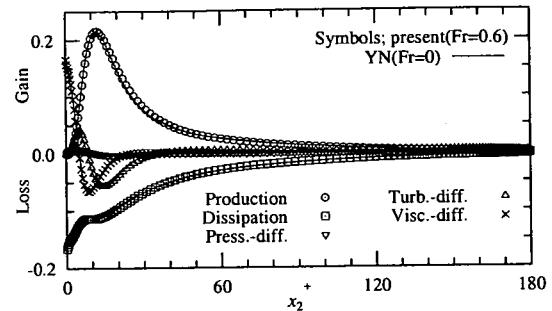


図-16 亂流エネルギー k の収支評価

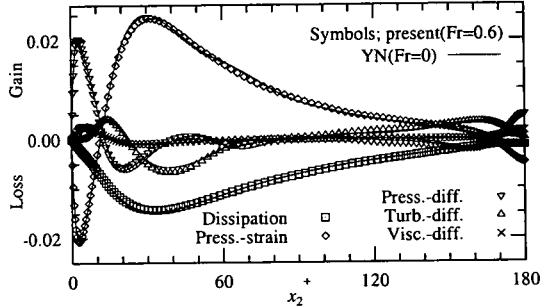
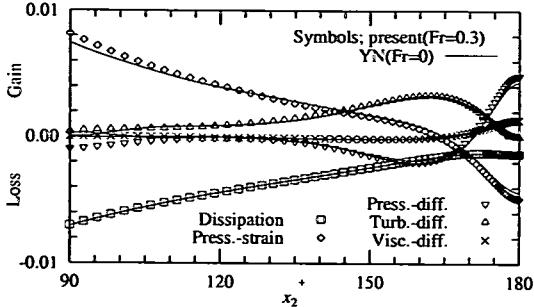


図-17 Reynolds 垂直応力の水面法線方向成分 $\overline{u_2 u_2}$ の収支評価

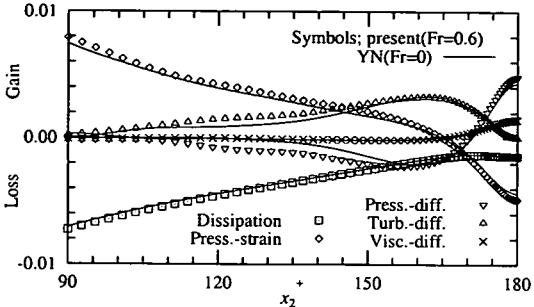
いことが指摘されている³⁰⁾ので、比較においては若干の注意が必要であるが、 $p^{\text{rms}}|_H$ は概ね Fr^2 に比例して増加しており、水面から 1/3 程度の領域で水面変動に伴って p^{rms} が増大する傾向が明確に認められる。また、底面近傍や半水深付近では、チャネル流やスリップチャネル流に比べて全体的に p^{rms} の値が少し低くなる様子も見られる。これは底面近傍で生じた大規模渦構造が自由水面に衝突し、反射される際に、低 Froude 数状態では反射は鏡面反射に近く、水面法線方向の運動はほぼ相殺されるのに対し、水面変動が大きくなると渦構造と水面波の相互干渉によって反射された渦構造は弱められ、水面法線方向の運動が完全には相殺されず³⁶⁾、流れ場全体の圧力は水面変動によって和らげられるこに対応すると推察される。

g) エネルギー収支評価

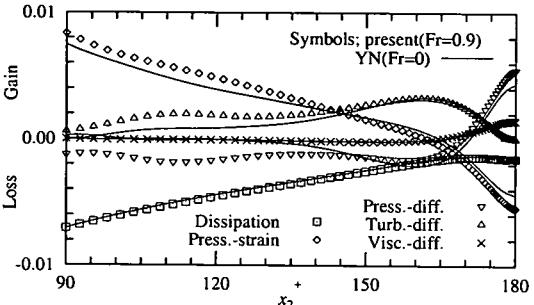
ここではエネルギー輸送機構の面から、自由水面近傍の乱流特性を考察する。まず、 $Fr = 0.6$ の場合の乱流エネルギー k の収支評価を図-16 に示す。このように $Fr = 0.6$ とスリップチャネル流におけるエネルギーバランスに相違は見られず、 k の輸送方程式の収支には、Froude 数の影響はほとんど現れない。これは、水面変動が Reynolds 垂直応力の平均水面接線方向成分 $\overline{u_1 u_1}$, $\overline{u_3 u_3}$ 分布に与える影響はそれほど顕著ではないため、



(a) results of $Fr = 0.3$ compared with slip-channel



(b) results of $Fr = 0.6$ compared with slip-channel



(c) results of $Fr = 0.9$ compared with slip-channel

図-18 自由水面近傍における $\bar{u}_2\bar{u}_2$ のエネルギーバランスの Froude 数依存性

$\bar{u}_1\bar{u}_1$ 及び $\bar{u}_3\bar{u}_3$ の収支についても Froude 数の影響は明確には現れず、 k のエネルギーバランスはほとんどが $\bar{u}_1\bar{u}_1$ 及び $\bar{u}_3\bar{u}_3$ 収支で決まるためである。

一方、水面法線方向成分 $\bar{u}_2\bar{u}_2$ の分布は自由水面近傍において Froude 数の影響を大きく受けるため(図-10)、そのメカニズムをエネルギー輸送機構の面から検討することは興味深い。乱流エネルギー収支と同様に $Fr = 0.6$ の場合の $\bar{u}_2\bar{u}_2$ -輸送方程式の収支評価を図-17 に示すが、このスケールでは各項の分布はスリップチャネル流の結果と良好に一致しており、これは $Fr = 0.3$ 及び 0.9 の場合にも同様である。そこで各ケースの水面近傍の拡大図を図-18 に示す。

自由水面近傍では圧力ひずみ相関項と圧力拡散項が

バランスし、これが $\bar{u}_2\bar{u}_2$ から $\bar{u}_1\bar{u}_1$ 及び $\bar{u}_3\bar{u}_3$ へのエネルギー再分配を意味することは既によく知られているが^{6),7)}、図-18 から Froude 数が増加すると、自由水面近傍において圧力ひずみ相関項及び圧力拡散項の絶対値がともに増加することがわかる。つまり、Froude 数の増加とともに再分配されるエネルギーも増加するが、その増加分は圧力拡散項によってまかなわれることを意味する。このように圧力を含む相関項は Froude 数によって変化するが、残りの粘性拡散項と散逸項がバランスする形はスリップチャネル流の場合と同様である。また、自由水面からやや離れた $x_2^+ = 120$ 前後の領域において、圧力拡散項と乱流拡散項の絶対値が Froude 数とともに増大する様子が観察されるが、これは乱流拡散によってもたらされたエネルギーが圧力拡散によって水面近傍に輸送されることを示している。すなわち、Froude 数の増加は主に圧力変動を増長させ(図-15)、これによって水面近傍に輸送されたエネルギーが圧力ひずみ相関により $\bar{u}_1\bar{u}_1$ 及び $\bar{u}_3\bar{u}_3$ に再分配されるメカニズムが存在することがわかる。

(4) 空間二点乱流統計量

(3) では一点統計量に現れる Froude 数依存性を検討したが、以下では特徴的な運動の空間スケールを把握するため、 u_2 に関する空間二点相関及び波数スペクトル特性について考察を行う。

a) 空間二点相関係数

図-19 に水面法線方向速度成分 u_2 の主流方向及び横断方向に関する二点相関係数

$$R_{22}(\Delta x_1^+, \Delta x_3^+, x_2^+) = \frac{u_2(x_1, x_2, x_3)u_2(x_1 + \Delta x_1, x_2, x_3 + \Delta x_3)}{\bar{u}_2\bar{u}_2} \quad (13)$$

の分布を示す。これより底面近傍 ($x_2^+ = 10.6$) 及び半水深近傍 ($x_2^+ = 96.8$) ではチャネル流と開水路流の結果の間に大きな差は見られない。Handler *et al.*(1993)⁷⁾ はスリップチャネル流では、水面に近づくにつれて R_{22} の相関距離がチャネル流に比べて急激に減衰することを指摘しているが、本計算結果においては水面近傍 ($x_2^+ = 177.9$) ではチャネル流から $Fr = 0.3$ の開水路流になると相関距離は減少するが、Froude 数が増加すると逆に増加傾向を示している。つまり、水面変動が全くないか、あるいは非常に微小な場合には積分スケールはチャネル流に比べて減衰するものの、水面変動が激しくなるにつれて積分スケールは逆に急激に増加する。これは微小振幅波の波長は振幅とともに大きくなることに対応しており、図-4 で観察される瞬時水面形状の特徴とも一致する。

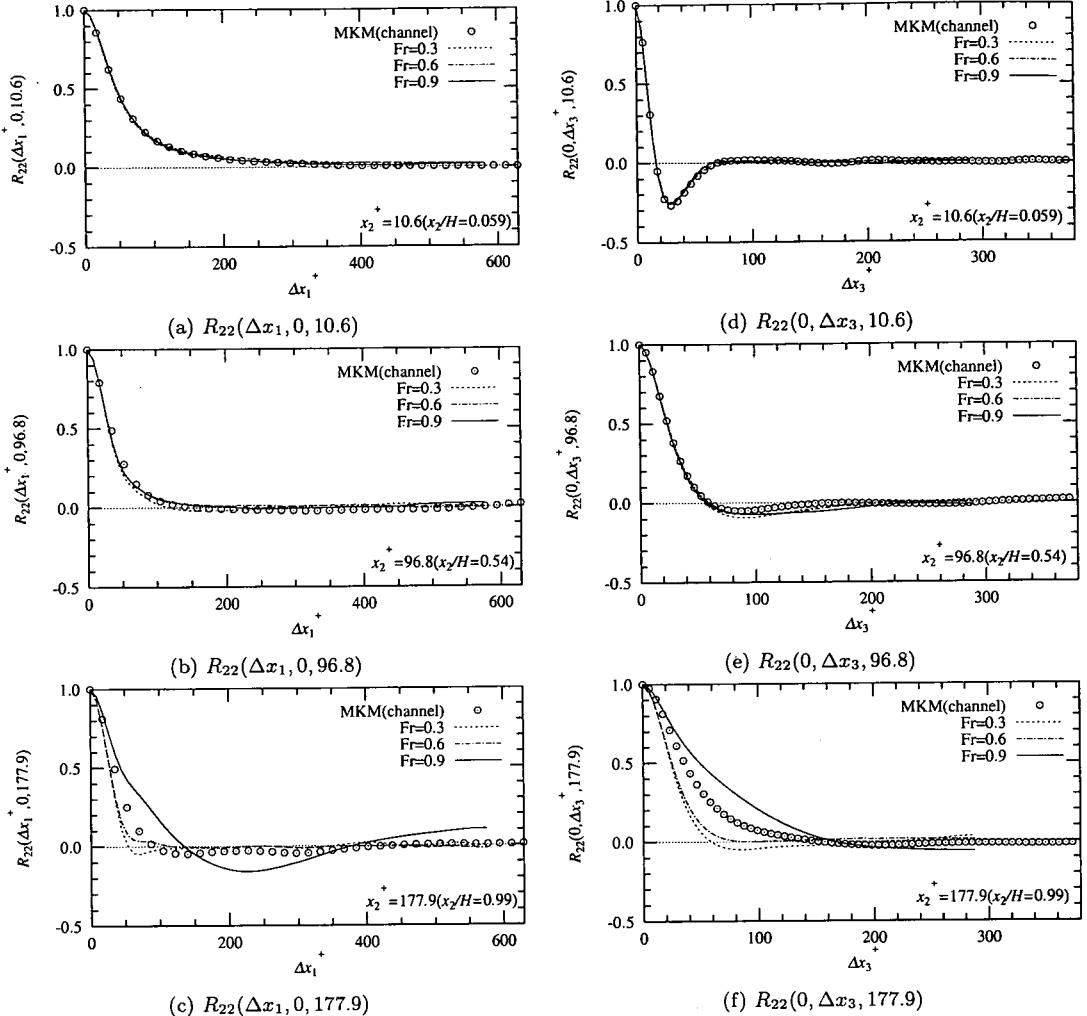


図-19 水面法線方向速度成分 u_2 の空間二点相関係数分布

b) スペクトル密度関数

最後に、先に示した空間二点相関係数から評価された一次元パワースペクトル密度分布 S_{22} を図-20 に示す。ここでは波数及びパワースペクトル密度は Kolmogorov スケールで無次元化されており、 $k_d \equiv (\varepsilon/\nu^3)^{1/4}$ は Kolmogorov スケールに対応する波数である。一般に、均質乱流においては散逸率スペクトルのピークは $k/k_d \approx 0.15$ 、それ以上の波数は実質的に寄与していないとみなせるカットオフ波数は $k/k_d \approx 0.5$ であることが知られている²⁸⁾。これまでの結果から底面近傍及び半水深付近ではスペクトル密度分布においてもチャネル流との間に大きな相違はないことが予想されるが、実際に横断方向のスペクトル密度分布については Kolmogorov スケールまでスペクトル法で計算されたチャネル流 DNS 結果とほぼ一致している。空間分解能の低下する主流方向分布に関してもカットオフ波数付近ではチャネル

流に比べて低いが散逸率スペクトルのピーク波数付近までは良好に変動成分が捉えられているため、これまでに示したような統計量については十分な精度を有すると考えられる。

一方、水面近傍ではスペクトル密度分布に関しても水面変動の影響が表れている。水面変動が比較的穏やかな $Fr = 0.3, 0.6$ のケースでは中波数領域でチャネル流に比べてエネルギーが増加し、大小の各スケールの運動からのエネルギーへの寄与はほぼ等しい。しかしながら $Fr = 0.9$ になると、低波数のスケールの寄与が卓越し、中波数域ではチャネル流と同様のスペクトル分布が得られる。この低波数域でのエネルギーの増加は、Froude 数の増加とともに水面変動の振幅及び波長が増大することに対応している。Kumar *et al.*(1998)⁴⁾ は開水路等流の PIV 計測から得られた自由水面上の流速のパワースペクトル密度を評価し、低 Froude 数流れ

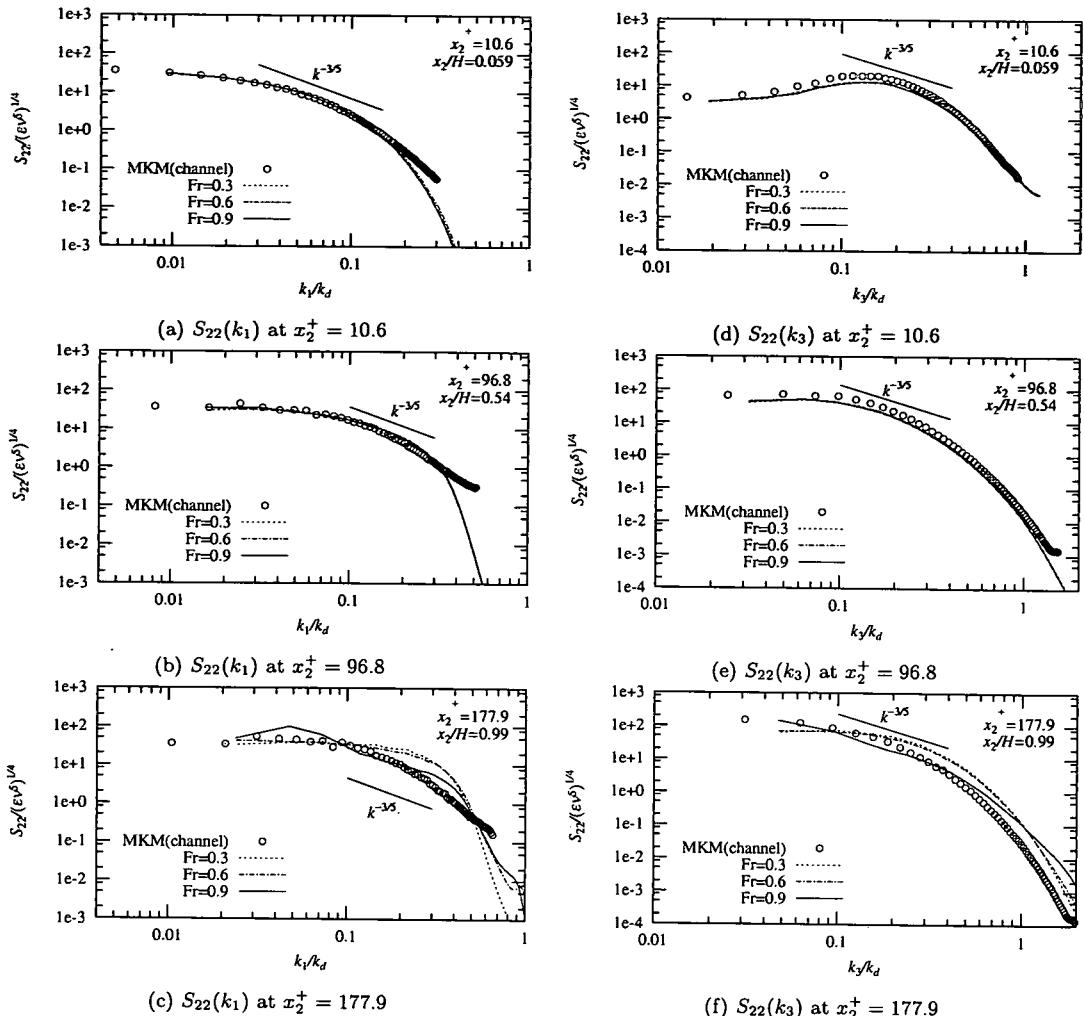


図-20 水面法線方向速度成分 u_2 のパワースペクトル密度分布

では水面近傍の流れは二次元乱流の特性を示すことを指摘しているが、図-20は水面変動が激しくなることで自由水面によるブロッキング効果が弱められ、水面近傍の流れが二次元的な状態から三次元的な流れへと移行することを示唆している。

5. 結論

本研究では、微小振幅波理論を用いて常流状態の幅広い Froude 数条件下で開水路等流の DNS を行い、自由水面の存在及び水面変動が自由水面下の乱流構造に及ぼす影響について、特に乱流モデルの開発、改良及び性能評価に有用な統計量を中心に考察を行った。得られた主な知見は以下のようである。

1. 水面変動は等方的に発生し、変動の振幅及び波長は

Froude 数とともに増大する。水面が上昇すると流体は周囲に発散し、逆に低下すると周囲から流体が流れ込む傾向があり、これはそれぞれ splatting, antisplatting に対応する。水面変動に関連する大規模運動の水深方向の最大スケールは水深の半分程度である。

2. Froude 数の増加とともに、平均流速の対数則域における勾配が低下する。Reynolds 垂直応力に関しては、平均水面の法線方向成分 $\bar{u}_2 u_2$ だけではなく、接線方向成分 $\bar{u}_1 \bar{u}_1$, $\bar{u}_3 \bar{u}_3$ も Froude 数とともに自由水面近傍で増加する。この接線方向成分の増分は、半水深近傍の領域から圧力拡散によって水面近傍にエネルギーが輸送され、圧力ひずみ相関により法線方向から接線方向に再分配されることによってもたらされる。
3. Froude 数が増加すると、自由水面近傍では乱れの

- 間欠性が大きくなるが、これは乱流渦が頻繁に発生、あるいは底面から到達していることを意味する。
- 4) 圧力変動強度 p_{rms} は水面変動の影響を大きく受け、水面近傍では Froude 数の増加とともに p_{rms} は増大するが、水面から離れた領域ではわずかに減衰する。これは底面近傍で発生した乱流渦が水面に到達し、衝突、反射される際に、自由水面が渦の勢いを和らげる役割を果たすためと考えられる。乱れ強度の水面法線方向成分 u_2^{rms} 、水面変動強度 h^{rms} 及び圧力変動強度 p_{rms} の水面上での値は、いずれもほぼ Froude 数の二乗に比例して増加する。
 - 5) 自由水面近傍の乱流構造は、Froude 数の増加とともに二次元的な構造から三次元的な構造に移行すると推測される。

参考文献

- 1) Komori, S., Murakami, Y. and Ueda, H.: The relationship between surface renewal and bursting motions in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.203, pp.103-123, 1989.
- 2) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, A.A.Balkema, Rotterdam, 1993.
- 3) Rashidi, M.: Burst-interface interaction in free surface turbulent flows, *Phys. Fluids*, Vol.9 No.11, pp.3485-3501, 1997.
- 4) Kumar, S., Gupta, R. and Banerjee, S.: An experimental investigation of the characteristics of free-surface turbulence in channel flow, *Phys. Fluids*, Vol.10 No.2, pp.437-456, 1998.
- 5) Nakayama, T.: *Turbulence and Coherent Structures across Air-Water Interface and Relationship with Gas Transfer*, PhD thesis, Kyoto University, 2000.
- 6) Komori, S., Nagaosa, R., Murakami, Y., Chiba, S., Ishii, K. and Kuwahara, K.: Direct numerical simulation of three-dimensional open-channel flow with zero-shear gas-liquid interface, *Phys. Fluids A*, Vol.5 No.1, pp.115-125, 1993.
- 7) Handler, R. A., Swean, Jr., T. F., Leighton, R. I. and Swearingen, J. D.: Length scales and the energy balance for turbulence near a free surface, *AIAA J.*, Vol.31 No.11, pp.1998-2007, 1993.
- 8) Borue, V., Orszag, S. A. and Staroselsky, I.: Interaction of surface waves with turbulence: direct numerical simulations of turbulent open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.286, pp.1-23, 1995.
- 9) Perot, B. and Moin, P.: Shear-free turbulent boundary layers: Part 1. Physical insight into near-wall turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol.295, pp.199-227, 1995.
- 10) Walker, D. T., Leighton, R. I. and Garza-Rios, L. O.: Shear-free turbulence near a flat free surface, *J. Fluid Mech.*, Vol.320, pp.19-51, 1996.
- 11) Tsai, W.-T.: A numerical study of the evolution and structure of a turbulent shear layer under a free surface, *J. Fluid Mech.*, Vol.354, pp.239-276, 1998.
- 12) Shen, L., Zhang, X., Yue, D. K. P. and Triantafyllou, G. S.: The surface layer for free-surface turbulent flows, *J. Fluid Mech.*, Vol.386, pp.167-212, 1999.
- 13) Lam, K. and Banerjee, S.: On the condition of streak formation in a bounded turbulent flow, *Phys. Fluids A*, Vol.4 No.2, pp.306-320, 1992.
- 14) Naot, D. and Rodi, W.: Calculation of secondary currents in channel flow, *J. Hydraulics Div. ASCE*, Vol.108, pp.948-968, 1982.
- 15) Thomas, T. G. and Williams, J. J. R.: Turbulence simulation of open channel flow at low Reynolds number, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.38 No.2, pp.259-266, 1995.
- 16) Lombardi, P., Angelis, V. D. and Banerjee, S.: Direct numerical simulation of near-interface turbulence in coupled gas-liquid flow, *Phys. Fluids*, Vol.8 No.6, pp.1643-1665, 1996.
- 17) Nagaosa, R. and Saito, T.: Turbulent structure and scalar transfer in stratified free-surface flows, *AIChE J.*, Vol.43 No.10, pp.2393-2404, 1997.
- 18) Nagaosa, R.: Direct numerical simulation of vortex structures and turbulent scalar transfer across a free surface in a fully developed turbulence, *Phys. Fluids*, Vol.11 No.6, pp.1581-1595, 1999.
- 19) Handler, R. A., Saylor, J. R., Leighton, R. I. and Rovelstad, A. L.: Transport of a passive scalar at a shear-free boundary in fully developed turbulent open channel flow, *Phys. Fluids*, Vol.11 No.9, pp.2607-2625, 1999.
- 20) Haarlem, B. v., Boersma, B. J. and Nieuwstadt, T. M.: Direct numerical simulation of particle deposition onto a free-slip and no-slip surface, *Phys. Fluids*, Vol.10 No.10, pp.2608-2620, 1998.
- 21) 横嶋 哲, 中山 昭彦: 微小水面変動仮定に基づく低 Froude 数開水路乱流の直接数値シミュレーション, 水工学論文集, 第45巻, pp.541-546, 2001.
- 22) 横嶋 哲, 中山 昭彦: DNS による水面近傍の乱流構造に対する Froude 数の影響の検討, 応用力学論文集, Vol.4, pp.619-628, 2001.
- 23) 中山 昭彦, 中瀬 幸典, 横嶋 哲, 藤田 一郎: 水面変動をパラメータとした開水路乱流計算のための 2 方程式乱流モデルの改良, 応用力学論文集, Vol.3, pp.745-752, 2000.
- 24) 中山 忠暢: 自由水面近傍の乱流構造と組織渦の水理特性に関する研究, 京都大学大学院工学研究科環境地球工学専攻修士論文, 1997.
- 25) Kunugi, T., Satake, S. and Ose, Y.: Direct numerical simulation of turbulent free-surface flow, *Turbulence and Shear Flow Phenomena-1 First International Symposium*, pp.621-626, 2001.
- 26) 脇坂 知行, 白川 岳, 竹内 真一: 質量保存を考慮した気液 2 相流の数値解析手法, 第15回数値流体力学シンポジウム講演論文集, C13-2, 2001.
- 27) 梶島 岳夫: 対流項の差分形式とその保存性, 日本機会学会論文集(B編), 60巻 574号, pp.2058-2063, 1994.
- 28) 鈴木 哲也, 河村 洋: 乱流の直接数値シミュレーションにおける差分式の整合性, 日本機会学会論文集(B編), 60巻 578号, pp.3280-3286, 1994.
- 29) 永翁 龍一: 二次精度中心差分法による壁面せん断乱流場の直接数値計算における適切な壁面水平方向格子解像度, 日本機会学会論文集(B編), 65巻 632号, pp.1318-1325, 1999.
- 30) 阿部 浩幸, 河村 洋, 松尾 裕一: 有限差分法を用いた平行平板間乱流の DNS における計算精度の検討, 日本機会学会論文集(B編), 66巻 647号, pp.1698-1705, 2000.
- 31) 梶島 岳夫: 非圧縮流れのための上流補間法, 日本機会学会論文集(B編), 60巻 578号, pp.3319-3326, 1994.
- 32) 林 俊一郎, 大本 寛憲, 矢北 孝一, 平川 隆一: 風上差分スキームを用いた直接数値シミュレーションの基礎的研究, 応用力学論文集, Vol.2, pp.599-608, 1999.
- 33) Moser, R. D., Kim, J. and Mansour, N. N.: Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$, *Phys. Fluids*, Vol.11 No.4, pp.943-945, 1999.

- 34) 横嶋 哲, 中山 昭彦: 直接数値シミュレーションによる開水路乱流における乱流統計量及びその収支評価, 応用力学論文集, Vol.3, pp.753-762, 2000.
- 35) Pan, Y. and Banerjee, S.: A numerical study of free-surface turbulence in channel flow, *Phys. Fluids*, Vol.7 No.7, pp.1649-1664, 1995.
- 36) 中山 昭彦, 横嶋 哲: 開水路流れ計算のための水面変動を考慮した乱流モデル, 水工学論文集, 第43巻, pp.389-394, 1999.
- 37) 横嶋 哲, 中山 昭彦: 高レイノルズ数壁面近傍の流れ特性を利用した NAVIER-STOKES 方程式数値解法の効率化, 日本機会学会論文集(B編), 67巻 659号, pp.1617-1625, 2001.
- 38) Yamamoto, Y., Kunugi, T. and Serizawa, A.: Turbulence statistics and scalar transport in an open-channel flow, *J. Turbulence*, Vol.2, 010, 2001.
- 39) Batchelor, G. K. and Townsend, A. A.: The nature of turbulent motion at large wave numbers, *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, Vol.199, pp.238-255, 1949.

(2001.10.29 受付)

DIRECT NUMERICAL SIMULATION OF OPEN-CHANNEL FLOW WITH FREE-SURFACE FLUCTUATIONS

Satoshi YOKOJIMA and Akihiko NAKAYAMA

Direct numerical simulation of a fully-developed open-channel flow has been carried out for a range of subcritical Froude numbers at a fixed friction-velocity Reynolds number of 180. The effects of the free-surface fluctuations on the quantities important in understanding and improving turbulence models have been studied. The amplitude of the free-surface fluctuation increases as the square of the Froude number. The free-surface fluctuation has no directionality and its scale is larger than the viscous scale. Statistical quantities involving the vertical velocity component are most influenced by the Froude number but only in the region close to the free surface. The pressure fluctuation is influenced over much wider region.