

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

Evaluation of Turbulence Statistics and Their Budgets in an Open-Channel Flow
Using Direct Numerical Simulation

横嶋 哲*・中山 昭彦**

Satoshi YOKOJIMA and Akihiko NAKAYAMA

*学生員 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)

**正会員 Ph.D. 神戸大学大学院教授 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)

Direct numerical simulation of a fully-developed open-channel flow has been carried out for the friction-velocity Reynolds number of 180. The free surface is approximated by a rigid slip wall. After verifying the computational accuracies, the budgets of various turbulence statistics including the budget of the triple velocity correlations have been obtained. The behavior of these quantities near the free surface has been examined in detail and implication for modeling is discussed.

Key Words : direct numerical simulation, open-channel flow, triple velocity correlations, free-surface effects

1. 緒論

近年の計算機の発達により、乱流モデルを要しない直接数値シミュレーション (DNS) が様々な流れ場の予測・解析に適用されつつある。当初はスペクトル法による離散化がほとんどであったが¹⁾³⁾、最近では有限差分法に基づく DNS に関する研究も盛んに行われており⁴⁾⁵⁾、スペクトル法では適用不可能な複雑な境界条件を有する流れ場にも応用されている⁶⁾⁸⁾。

これまでの DNS による解析例は平行平板間流れが圧倒的に多く、壁近傍の流れ場の乱流構造に関してはかなり解明が進んでいる¹⁾³⁾⁹⁾¹⁰⁾。一方、自由水面近傍の乱流構造に関しては、その最も単純化された流れ場のひとつである開水路等流においても不明な点は多い。水面近傍の流れ場の特徴はこれまで主に実験計測により解明がなされてきたが¹¹⁾、最近では数値シミュレーションによって、計測不可能な物理量の挙動などが解明されつつある。開水路等流の DNS は Lam and Banerjee (1992)¹²⁾によって初めて行われた。ただし彼らは、すべり面近似された水面に数通りのシアを与え、主にシアと水面側のストリーク構造の関係を考察した。Komori *et al.* (1993)¹³⁾は、境界適合格子を用いて水面変動も考慮した DNS を行い、自由水面近傍では鉛直方向の変動が抑制され、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水面に到達して表面更新渦となり、これにより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。Handler *et al.* (1993)¹⁴⁾は Reynolds 応力

及びエネルギー散逸率の収支評価を行い、エネルギー散逸率が自由水面近傍で減少することを示し、乱流モデルにおいてよく用いられる仮定との間に相違があることを指摘した。さらに、乱れの散逸長さスケールに関する検討を行い、水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。これまでに知られている、水面にシアの作用しない開水路等流 (以下では単に開水路等流と称する) の基本特性の大半はこれらの文献に記述されている。最近では地球環境問題への関心の高まりから、気液界面におけるパッシブスカラーの輸送機構の解明に DNS が利用されているが¹⁵⁾¹⁷⁾、本報ではスカラー輸送は取り扱わない。上述のように開水路等流を対象として行われた DNS は決して少なくないが、それらの大半は自由水面近傍の組織構造の解明に重点が置かれており、そこでの知見が自由水面近傍での乱流構造の物理的な性質に基づく乱流モデルの根本的な再構築に寄与することは疑いないが、現状レベルの乱流モデルの評価、改良に直接的に結びつけることは難しい。

k - ϵ モデルあるいは応力方程式モデルでは、モデリングが必要な項のひとつに速度変動の三重相関を含む乱流拡散項が存在する。これについては従来、単純な勾配拡散モデルが用いられてきたが、精度の向上を目指して、三重相関項の輸送式のモデリングに関する研究がいくつか行われている¹⁸⁾²⁰⁾。しかし、Kawamura *et al.* (1995)²¹⁾は平行平板間乱流の DNS により三重相関の収支を評価し、現状のモデリングでは未だ不十分であることを指摘した。開水路等流においては自由水面近傍で平均流にシアがほとんどなくエネルギー生成は無視できるが、これは相

対的に拡散項の重要性が高まることを意味している。

本研究では、有限差分法による開水路等流の直接数値シミュレーションを行い、Reynolds 応力及び速度変動の三重相関項の輸送方程式の収支を評価し、平行平板間流れとの比較により、自由水面がその輸送機構に及ぼす影響について考察を行う。また、これまでに提案されている代表的な“自由水面効果”のモデリングについても妥当性を検討する。

2. 数値計算手法

密度 ρ 、動粘性係数 ν の非圧縮性 Newton 流体を対象とした場合、支配方程式は連続の式と Navier-Stokes 方程式となり、これらは以下のように表される。

$$u_{i,j}^{\cdot} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{Du_i^{\cdot}}{Dt} = -(p/\rho)_i^{\cdot} + \nu u_{i,jj}^{\cdot} \quad (2)$$

ここで、 x_1 , x_2 , x_3 はそれぞれ主流方向、鉛直上向き方向、スパン方向座標軸を示し、 $u_i^{\cdot}$ は i 方向の瞬時速度成分を、 p は瞬時の圧力を表す。また、 $f_{i,j}$ は変数 f の x_j による微分を指す。

これらの支配方程式を有限差分法によって離散化し、SMAC 法を用いて時間発展させることにより、開水路乱流の直接数値シミュレーションを行った。変数配置は staggered 格子系を採用し、空間差分は梶島(1993)²¹⁾の提案する二次精度中心差分法により近似した。これは微分演算で成立する互換性を差分においても満足するスキームであり、二乗量も保存される。本研究で用いた二次精度のスキームの場合には、鈴木・河村(1993)の提唱するコンシステント・スキーム及び Morinishi *et al.* (1998)による保存型スキームとも一致するものである。また、時間積分法としては、対流項及び粘性項には二次精度 Adams-Bashforth 法を、圧力勾配項には Euler 陰解法を用いた。境界条件は主流方向、スパン方向に周期条件を課し、壁面では粘着条件、自由水面ではすべり条件を与えた。低 Reynolds 数及び低 Froude 数条件下では水面の変形量はごくわずかであり¹³⁾、自由水面のすべり面近似は、第一次近似として十分な妥当性を有する。

本研究では、自由水面が乱流構造に与える影響を考察するために、Kim *et al.* (1987)¹⁾ (KMM) がスペクトル法を用いて行った平行平板間流れの DNS と同じく、壁面摩擦速度と水深を基準とした Reynolds 数を 180 とした。計算領域 (図-1) は各方向に $6.4H \times H \times 3.2H$ (粘性長さで $1152 \times 180 \times 576$) とし、計算格子は、格子依存性を確認するために解像度の異なる二種類の格子 (G1, G2) を用いた。これらの詳細を表-1 に示す。この結果、Courant 数の最大値は 0.1 以下に保たれ、十分安定した計算が行われた。

計算は、まず格子 G1 に対して、層流分布に弱い擾乱

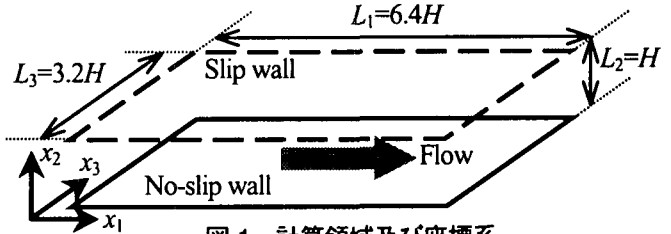


図-1 計算領域及び座標系

表-1 空間及び時間解像度

	Grid number	Spatial resolution (Δx_1^+ , Δx_2^+ , Δx_3^+)	Time increment Δt^+
G1	80×80×80	14.4, 0.39-3.55, 7.2	0.018
G2	116×96×128	9.9, 0.32-2.96, 4.5	0.018

を加えたものを初期条件として与え、十分流れが発達するまで計算を行った。G2 については、G1 において得られた完全発達流れ場から補間により初期条件を作成し、新たな格子に十分馴染むまで計算を行った。その後、粘性時間でおおよそ 2500 に渡る時空間平均により、各種乱流統計量の評価を行った。以後に示す結果は全て、壁面摩擦速度及び動粘性係数を用いて無次元化されている。

3. 計算結果及び考察

3.1 格子依存性の検討

まず、格子依存性の有無を検討する。図-2～図-5 に、格子 G1 及び G2 を用いて計算された平均流速、せん断応力、乱れ強度及び乱流エネルギー分布を示す。なお、両者の比較を容易にするため、本節で示すグラフには x_2 方向について 3 点おきの位置での結果のみを示す。平均流速分布では、G1 を用いた場合に対数領域において値がやや低い。平行平板間流れでは、平均流速分布の格子解像度の向上による収束は単調ではなく、層流的分布から一度対数則よりもやや低めの分布を経て対数則に収束していくことが知られているが²⁴⁾、G1 にはその影響が現れていると考えられる。せん断応力、乱れ強度及び乱流エネルギー分布においても格子依存性は確認されるものの、G1 と G2 のもたらす差は僅かであり、低次の統計量の評価にはいずれの格子を用いた場合にもほとんど問題はないと思われる。次に、二次モーメントの収支評価における格子依存性を検討する。図-6 に乱流エネルギー k の収支を示す。ここでも両者の差はごく微小であり、 k の輸送機構の検討に G1 の結果を用いても問題はない。しかしながら、 k の構成要素のひとつである $\overline{u_1 u_2}$ の輸送式の収支評価 (図-7) では、特に散逸項において G1 と G2 の結果に無視できない差が見られる。これは、 $\overline{u_1 u_2}$ は収支のオーダーが $\overline{u_1 u_1}$ に比べて一桁小さいため、解像度の限界がより露見しやすいためである。なお、また、三次モーメントの収支評価においては、両者で定性的にも異なる結果が得られた。

これらより、二次モーメントまでの評価に関しては格子 G1, G2 とも問題はないが、三次以上の統計量の評価

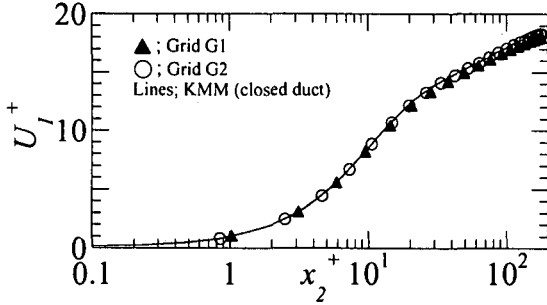


図-2 主流方向平均速度分布

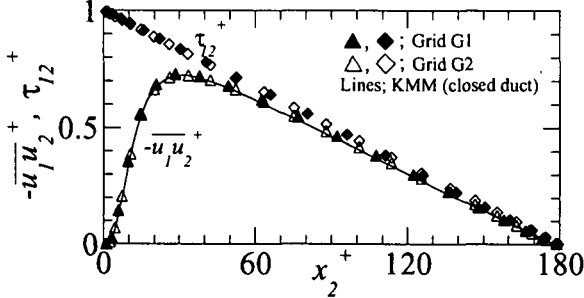


図-3 せん断応力分布

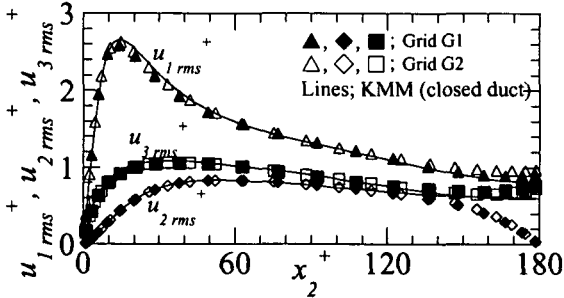


図-4 乱れ強度分布

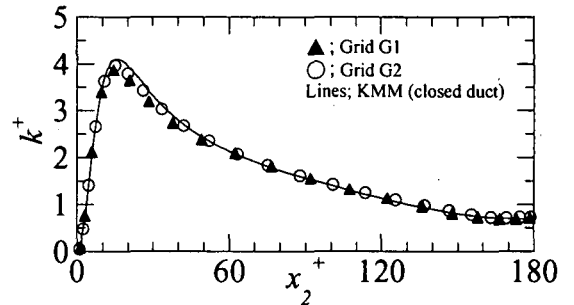


図-5 乱流エネルギー分布

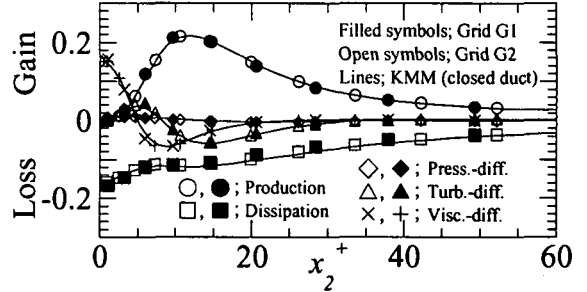


図-6 乱流エネルギーの収支 (壁近傍)

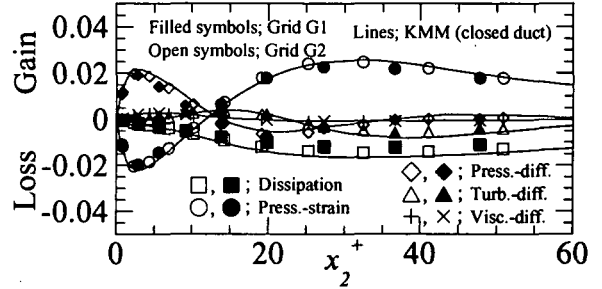


図-7 Reynolds 垂直応力 u_2u_2 の収支 (壁近傍)

にあたって格子 G1 の使用は精度に問題があると考えられる。G2 の精度の限界が明らかでないが、3.3 節で示すように、G2 を用いて得られた三重相関の収支は既往の研究結果と比較してほぼ妥当なものが得られているので、本報の取扱う範囲においては特に重大な誤差はもたらさないと考えられる。後に示す三重相関収支において、水面近傍にて格子解像度に起因すると思われる問題点が示されるが、これについては 3.3 節で詳述する。よって次節以後は G2 を用いて得られた結果を示すことにする。

3.2 自由水面近傍における Reynolds 応力の輸送機構

本節では、DNS データを用いて Reynolds 応力及び乱流エネルギーの収支を評価し、自由水面がエネルギー輸送機構に与える影響を明らかにする。各種統計量の輸送方程式は、基礎式(1)、(2)において原始変数 u_i 、 p をそれぞれ平均部 U_i 、 P と変動部 u_i 、 p の和に分解し、Reynolds 平均を施すことにより得られる。

Reynolds 応力 $\overline{u_i u_j}$ の輸送方程式は次式で表現される。

$$\frac{D \overline{u_i u_j}}{Dt} = P_{ij} + \Phi_{ij} + \Pi_{ij} + T_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (3)$$

ここで、 P_{ij} 、 Φ_{ij} 、 T_{ij} 、 Π_{ij} 、 D_{ij} 、 ε_{ij} はそれぞれ生成項、

圧力ひずみ相関項、乱流拡散項、圧力拡散項、粘性拡散項、散逸項で、これらは以下のように表される。

$$P_{ij} = -\overline{u_j u_i} U_{i,j} - \overline{u_i u_j} U_{j,i} \quad (4)$$

$$\Phi_{ij} = \overline{(p/\rho)(u_{i,j} + u_{j,i})} \quad (5)$$

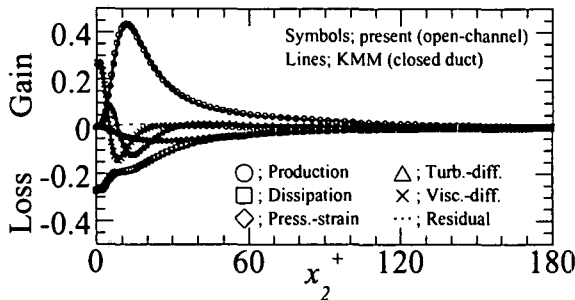
$$T_{ij} = -\overline{(u_i u_j u_j)}_{,i} \quad (6)$$

$$\Pi_{ij} = -\overline{(p/\rho) u_j}_{,i} - \overline{(p/\rho) u_i}_{,j} \quad (7)$$

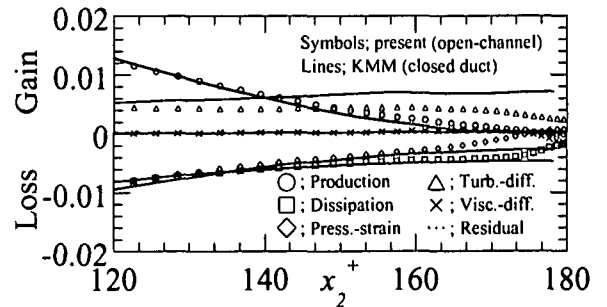
$$D_{ij} = \nu \overline{(u_i u_j)}_{,ii} \quad (8)$$

$$\varepsilon_{ij} = -2\nu \overline{u_i u_j}_{,ii} \quad (9)$$

図-8～図-11 に Reynolds 垂直応力及び乱流エネルギーの収支を示す。いずれも壁面近傍では平行平板間流れの DNS 結果 (KMM) とほぼ一致しており、自由水面の影響は $x_2^+ > 160$ の僅かな領域に限られている。水面の影響が最も現れる $\overline{u_2 u_2}$ に関しては、水面近傍で圧力拡散と圧力ひずみ相関項がバランスしており、圧力拡散から供給された乱れのほとんどが圧力ひずみ相関によって水平成分に再配分されていることが確かめられる。しかし垂直成分の和である乱流エネルギーの収支においてはそれほど顕著な水面効果は見られない。このことが後述するよ

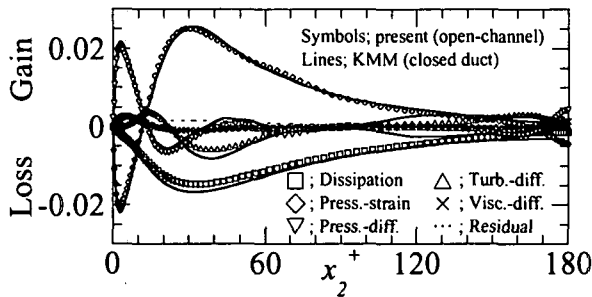


(a) 全断面

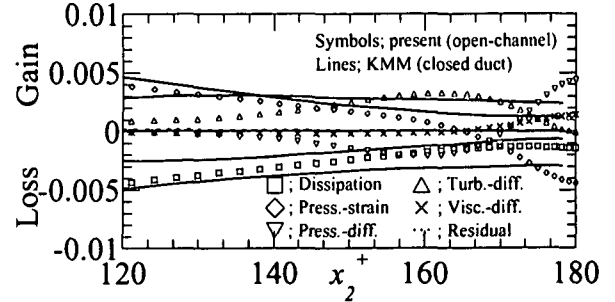


(b) 水面近傍

図-8 Reynolds 垂直応力 $\overline{u_1 u_1}$ の収支評価

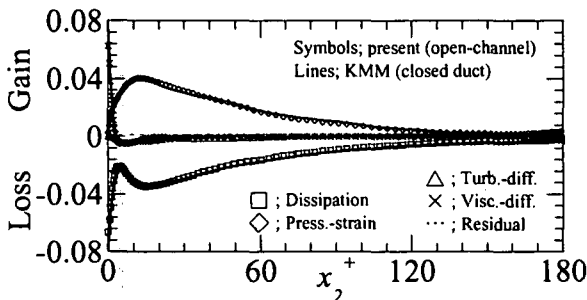


(a) 全断面

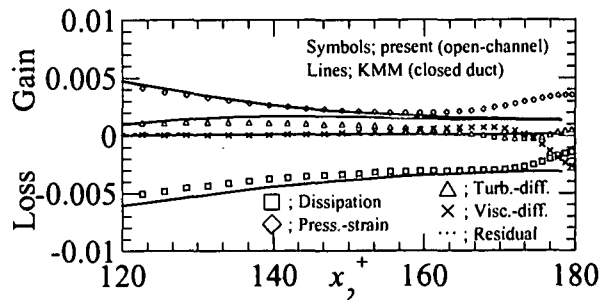


(b) 水面近傍

図-9 Reynolds 垂直応力 $\overline{u_2 u_2}$ の収支評価

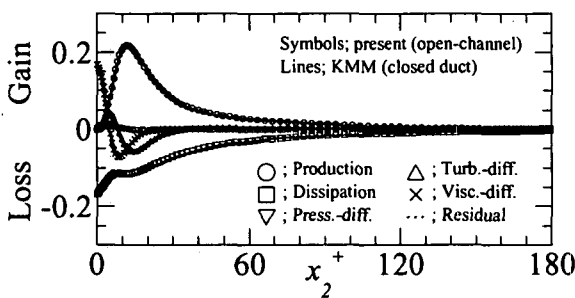


(a) 全断面

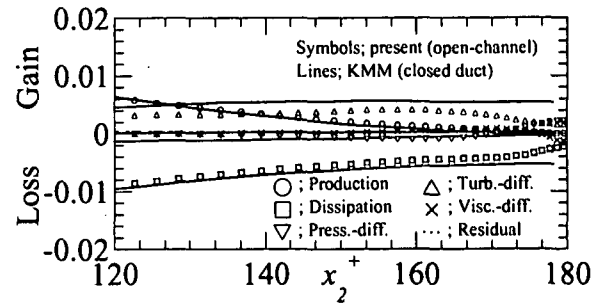


(b) 水面近傍

図-10 Reynolds 垂直応力 $\overline{u_3 u_3}$ の収支評価



(a) 全断面



(b) 水面近傍

図-11 乱流エネルギー k の収支評価

うに二方程式モデルの枠内での自由水面効果のモデリングを困難にしている。

3.3 速度変動の三重相関の収支評価

三重相関 $\overline{u_i u_j u_k}$ の輸送方程式は一般に次式で表現される⁹⁾。

$$\frac{D \overline{u_i u_j u_k}}{Dt} = P_{ijk,1}^* + P_{ijk,2}^* + \Phi_{ijk} + T_{ijk}^* + \Pi_{ijk} + D_{ijk} - \varepsilon_{ijk} \quad (10)$$

ここで、 $P_{ijk,1}^*$ 、 $P_{ijk,2}^*$ 、 Φ_{ijk} 、 T_{ijk}^* 、 Π_{ijk} 、 D_{ijk} 、 ε_{ijk} はそれぞれ第一生成項 (Reynolds 応力とその勾配の相互作用による生成)、第二生成項 (三次モーメントと平均速度勾配の

相互作用による生成)、二次モーメントの勾配と圧力変動との相関項 (Kawamura *et al.* (1995)²¹⁾ はこれを P-STG と呼称しており、本報でもこれに倣う)、乱流拡散項、圧力拡散項、粘性拡散項、散逸項で、これらは以下のように表される。

$$P_{ijk,1}^* = \overline{u_k u_j} (\overline{u_i u_i})_{,i} + \overline{u_k u_i} (\overline{u_j u_j})_{,j} + \overline{u_j u_i} (\overline{u_k u_k})_{,k} \quad (11)$$

$$P_{ijk,2}^* = -\overline{u_k u_j u_i} U_{i,i} - \overline{u_i u_k u_j} U_{j,j} - \overline{u_j u_i u_k} U_{k,k} \quad (12)$$

$$\Phi_{ijk} = \left(\frac{p}{\rho} \right) \left\{ \overline{u_k u_j} \right\}_{,i} + \overline{u_k u_i} \right\}_{,j} + \overline{u_j u_i} \right\}_{,k} \quad (13)$$

$$T_{ijk}^* = -\left(\overline{u_i u_j u_k} \right)_{,i} \quad (14)$$

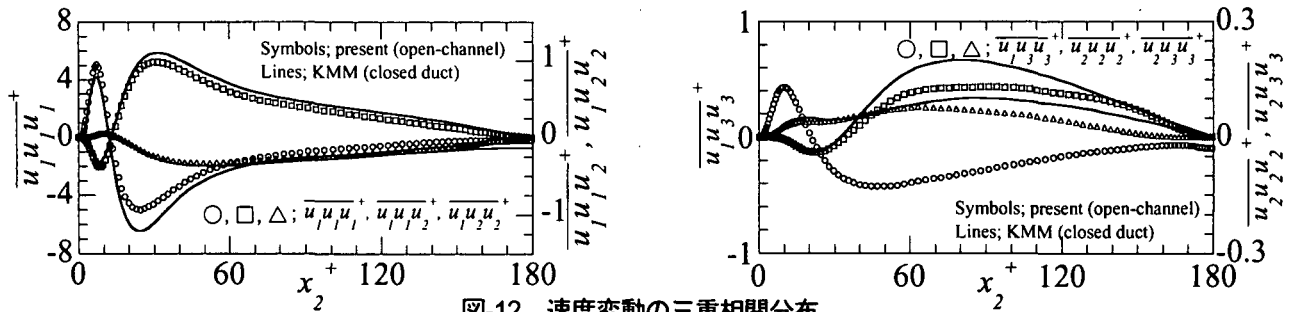
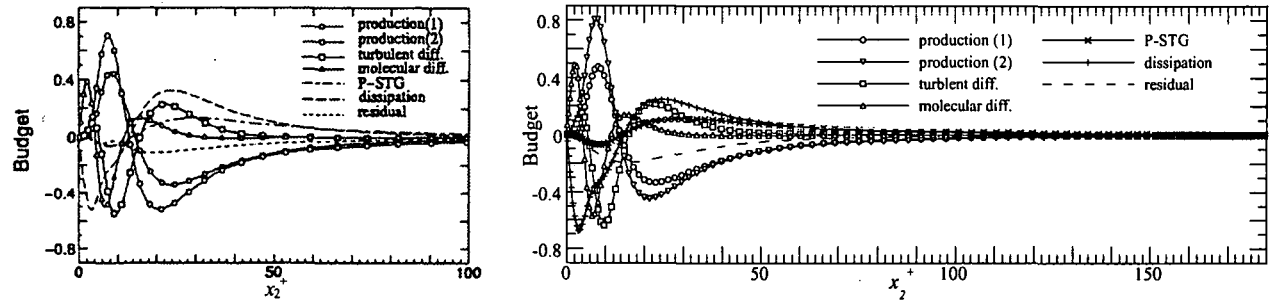


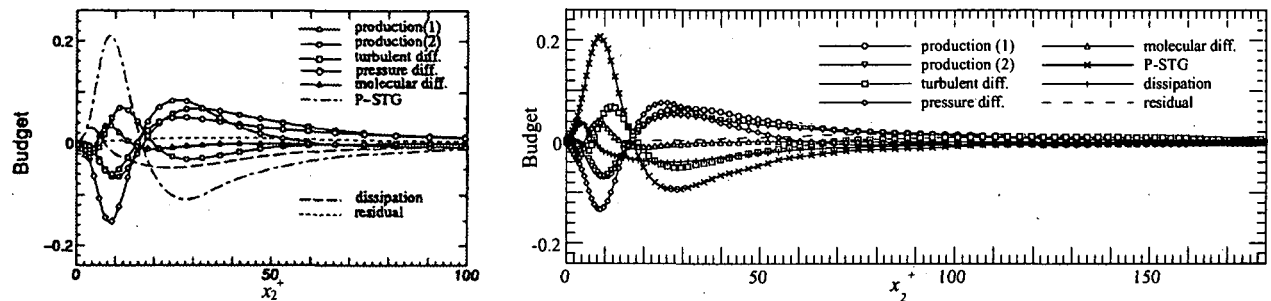
図-12 速度変動の三重相関分布



(a) 平行平板間乱流 (KSK)

(b) 開水路乱流 (present)

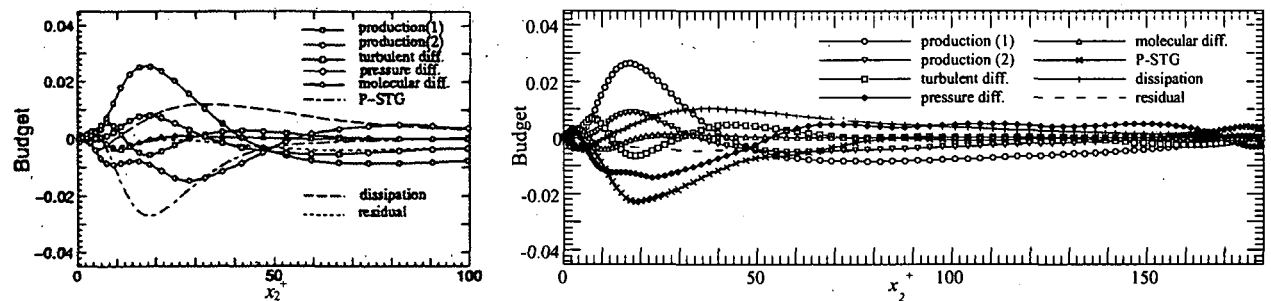
図-13 三重相関 $\overline{u_1 u_1 u_1}$ の収支評価



(a) 平行平板間乱流 (KSK)

(b) 開水路乱流 (present)

図-14 三重相関 $\overline{u_1 u_1 u_2}$ の収支評価



(a) 平行平板間乱流 (KSK)

(b) 開水路乱流 (present)

図-15 三重相関 $\overline{u_1 u_2 u_2}$ の収支評価

$$\Pi_{ijk} = -\left[\overline{\left(\frac{p}{\rho}\right) u_k u_j}\right]_i - \left[\overline{\left(\frac{p}{\rho}\right) u_i u_k}\right]_j - \left[\overline{\left(\frac{p}{\rho}\right) u_j u_i}\right]_k \quad (15)$$

$$D_{ijk} = \nu \left(\overline{u_i u_j u_k} \right)_{,ll} \quad (16)$$

$$\varepsilon_{ijk} = -2\nu \left(\overline{u_k u_{i,l} u_{j,l}} + \overline{u_i u_{j,l} u_{k,l}} + \overline{u_j u_{k,l} u_{i,l}} \right) \quad (17)$$

Kawamura *et al.*²¹⁾ (KSK) は平行平板間流れにおいて速度変動の三重相関の収支評価を行い、上式で表される第一生成項は負の生成項として作用する部分が多く、単にこれを生成項と考えるのは妥当ではないことを指摘し、次式で表される新たな第一生成項と乱流拡散項を提案し

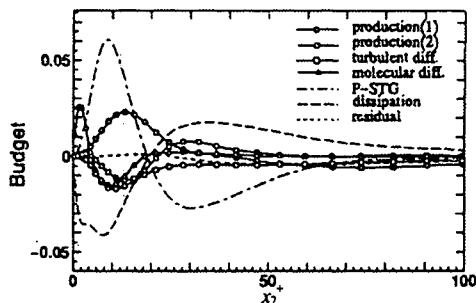
た。

$$P_{ijk,l} = -\overline{u_i u_l} \left(\overline{u_k u_j} \right)_l - \overline{u_j u_l} \left(\overline{u_i u_k} \right)_l - \overline{u_k u_l} \left(\overline{u_j u_i} \right)_l \quad (18)$$

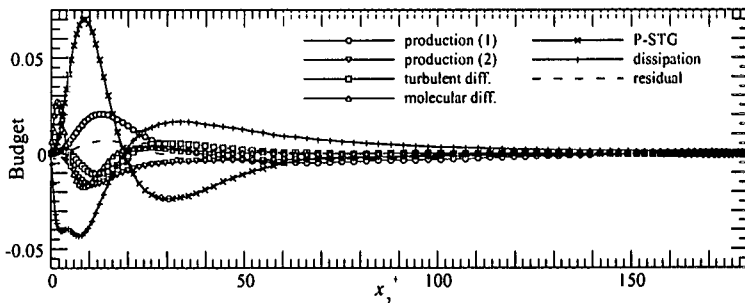
$$T_{ijk} = -\left(\overline{u_i u_l u_j u_k} - \overline{u_i u_l} \cdot \overline{u_k u_j} - \overline{u_j u_l} \cdot \overline{u_i u_k} - \overline{u_k u_l} \cdot \overline{u_j u_i} \right)_l \quad (19)$$

三重相関項の収支における自由水面の影響を考察するため、本研究においても彼らの表現に基づいて収支評価を行う。

図-12 に三重相関項のうち、開水路等流においてゼロでない6成分の分布を示す。いずれも壁面近傍ではKMMのデータとよく一致しており、三次モーメントについても精度よく評価されていることが確認される。注目され

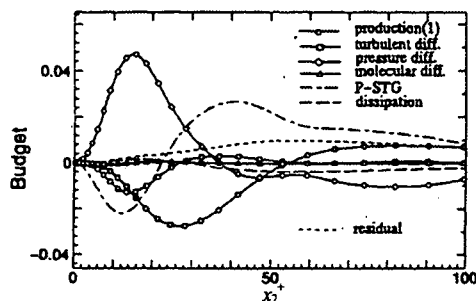


(a) 平行平板間乱流 (KSK)

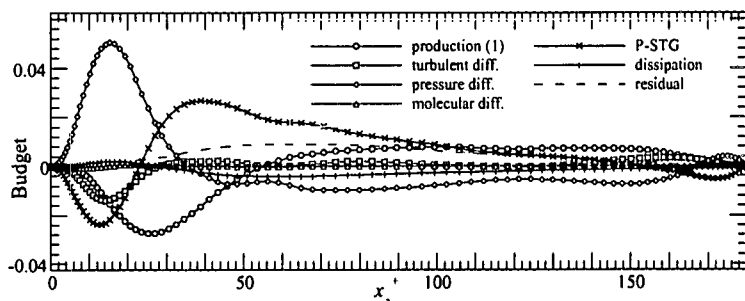


(b) 開水路乱流 (present)

図-16 三重相関 $\overline{u_1 u_2 u_3}$ の収支評価

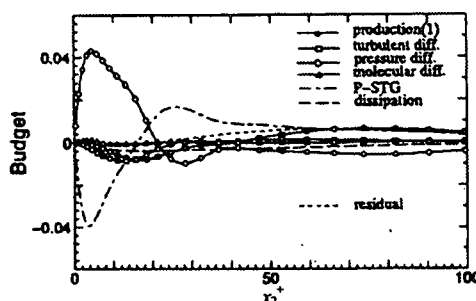


(a) 平行平板間乱流 (KSK)

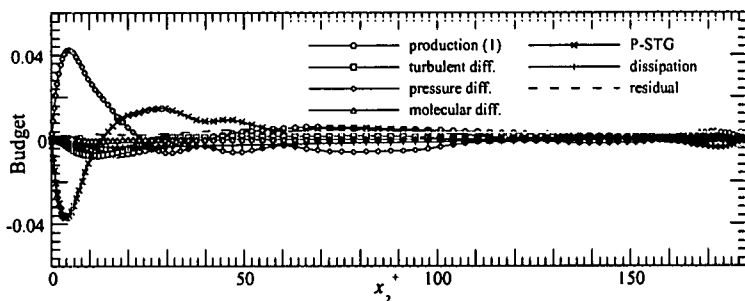


(b) 開水路乱流 (present)

図-17 三重相関 $\overline{u_2 u_2 u_2}$ の収支評価



(a) 平行平板間乱流 (KSK)



(b) 開水路乱流 (present)

図-18 三重相関 $\overline{u_2 u_3 u_3}$ の収支評価

る点は、6 成分のいずれも自由水面近傍では単調かつ緩やかに減少しており、二次モーメントにおける $\overline{u_2 u_2}$ のように水面近傍で分布形状が急変するような挙動を示さないことである。

図-12 に分布を示した三重相関項の収支評価を、Kawamura *et al.*²¹⁾ の平行平板間流れにおける結果と並べて図-13～図-18 に示す。彼らも指摘しているように、壁面近傍あるいは水面近傍において無視できない残差が生じているが、壁面近傍での各項の挙動傾向はよく一致している。水面近傍を拡大したものを図-19 に示す。水面近傍では、壁面近傍に比べて各項の絶対値が微小であるため残差の影響が無視できず、厳密な輸送特性の考察には計算手法の更なる高精度化あるいは空間解像度の向上が必要である。しかしながら水面極近傍（水深の一割程度の領域）では残差は低減されており、ここでは図示しないが各項の水面漸近挙動は理論と概ね一致していることから、この領域において主要な輸送特性を考察することは可能である。但し $\overline{u_1 u_1 u_2}$ 収支中の乱流拡散項については漸近挙動を満たさず、詳細を検討したところ乱流拡

散項中の四重相関 $\overline{u_1 u_1 u_2 u_2}$ の精度に問題があることが判明した。本報で用いた格子 G1, G2 における格子配置はいずれも壁面近傍で最も密であり、水面近傍はそれほど解像されておらず、G2 と同じ格子数で壁面・水面の両近傍で最も密となる格子を用いて試験的な計算を行ったところ、上述の乱流拡散項についても漸近挙動を満たすことが確認された。このように水面近傍において高次統計量を精度良く評価するためには格子数だけでなく、格子配置にも細心の注意が必要であるが、その他の項については格子配置の変化による有意な差は見られなかったため、水面近傍の輸送特性は捉えられていると考えられる。水面効果は主として u_2 を含む相関に現れており、他の項の輸送特性にはほとんど影響しないことがわかる。ゼロでない 6 成分の三重相関の中で、実際に Reynolds 応力方程式中の乱流拡散項として作用するのは、 $\overline{u_1 u_1 u_2}$ 、 $\overline{u_2 u_2 u_2}$ 、 $\overline{u_2 u_3 u_3}$ の 3 成分のみであるが、これらの収支はいずれも水面近傍で圧力拡散と P-STG がバランスしており、Reynolds 応力方程式中の再分配作用に類似した現象が支配的である。 $\overline{u_2 u_2 u_2}$ 、 $\overline{u_2 u_3 u_3}$ では圧力拡散による生成を打

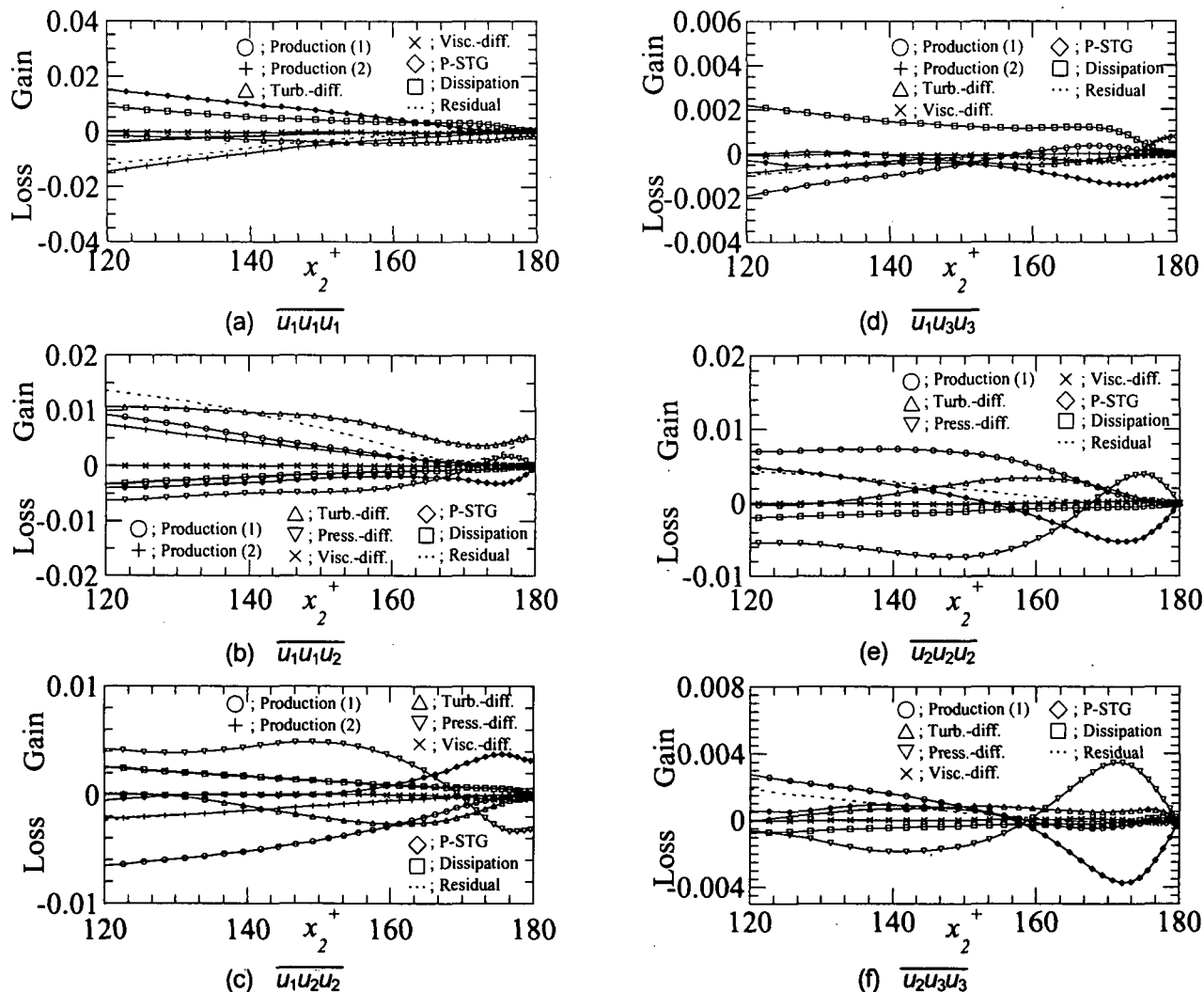


図-19 自由水面近傍における速度変動の三重相関の収支評価

ち消し, $\overline{u_1 u_1 u_2}$ では“生成項”として作用している。Kawamura *et al.*²¹⁾ は従来の三次モーメントのモデリングにおいては圧力勾配項を無視して考えることが多いことを問題点として指摘しているが、自由水面近傍においても同様のことが言える。

一般には、高次の相関量ほど大規模運動の影響を受けると考えられているが、今回の DNS では三次相関量への自由水面の影響は水深の割程度の領域に限られており、二次相関におけるそれと同程度である。この原因のひとつとして、今回の計算において自由水面をすべり面近似していることが挙げられる。水面にシアの作用しない開水路流では乱れの生成源は底面に限られ、そこでのシアによる大規模渦が自由水面まで上昇するが、すべり面近似された自由水面ではこれらとの相互作用が表現できず、水面がパッシブに扱われることになる。この相互作用は水面変動が無視できない高 Froude 数流れ場では重要な現象になる可能性が大きいと思われる。

4. 自由水面効果のモデリングに関する検討

Reynolds 平均モデル (RANS) を用いて開水路乱流を

予測するためには、自由水面効果をモデルに適切に反映することが必要となるが、本章では、前章で示した結果を基に、既存の代表的なモデリングについて考察を行う。

4.1 自由水面効果

自由水面の乱流場に及ぼす影響として、河原(1992)²⁰⁾ は(1)水面に垂直方向の速度変動成分が抑えられ、水面に平行な速度成分が強められる、(2)水面近傍の乱れの長さスケールが小さくなる、(3)乱流エネルギーの散逸率 ϵ が水面付近で増加する、(4)乱流エネルギー k が水面付近で減少する、(5)渦動粘性係数 ν_t が水面近傍で小さくなる、を指摘しており、後述する、RANS モデルに自由水面効果を組み込む手法の多くはこれらにその根拠を置いている。しかしながら、前章にて示した DNS 結果において、上述した“自由水面効果”との相違がいくつか見られた。すなわち、 k (図-5) は自由水面近傍で微増し、 ϵ (図-11(b)) は減少する。また、これらから散逸長さスケールが水面近傍で増加することは容易に理解される。これらの特徴は既存の DNS 結果においても確認されており、また、最近の実験結果においても、Nakayama (2000)²⁰⁾ は平行平板間流れの DNS 結果¹⁰⁾ との比較によって、 k は自由水面

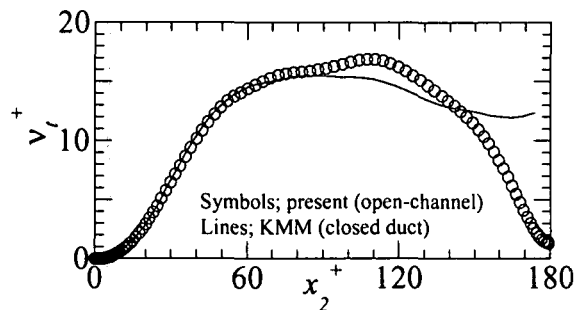


図-20 渦動粘性係数分布

近傍においても管路内流れのものとほとんど相異はなく、 ϵ は水面近傍で管路内流れに比べて値が低くなることを指摘している。以下では、これらを踏まえて代表的な水面モデルの妥当性を検討する。

4.2 自由水面効果のモデリングに関する検討

本節では、前節の結果を受けて、これまでに提案されている水面モデリングについて考察を行う。

渦粘性モデルの範疇で自由水面効果の導入を試みた例として、瀬田・中川(1987)²⁷⁾は自由水面近傍において k が減衰するという実験結果に基づいて k に関する境界条件を提案し、 k - ϵ モデルを用いて平均流速分布や乱流統計量を良好に再現した。また、Naot and Rodi (1982)²⁸⁾は、散逸長を自由水面からの距離に関連付け、 ϵ の境界条件を提案し、代数応力モデル (ASM) を用いて Prandtl の第二種二次流を再現した。杉山ら²⁹⁾も同様のモデルを応力方程式モデル (RSM) に適応している。両者のモデルは散逸長と自由水面からの距離の関連付けに若干の差異はあるが、いずれも自由水面近傍で散逸長は減衰し、それに伴い ϵ も減少する点では一致している。細田(1990)³⁰⁾は自由水面近傍における鉛直方向乱れ強度の減衰を考慮して、 v_i に減衰関数を乗じることで水面効果を導入した。著者ら³¹⁾は自由水面における乱流渦の反射・干渉を考慮し、水面変動強度をパラメータとした減衰関数を v_i に乗じることで、平均水面位置が大きく変化する開水路落ち流れを良好に再現している。

前章の結果によれば、水面近傍における k 及び ϵ の増減はそれほど大きなものではないので、これらの境界条件としては対称条件が良い近似になると考えられる。また、 v_i の分布については、図-20 のように自由水面近傍では確かに減衰するが、水面下では逆に管路内流れにおけるそれよりも大きな値を有し、水面の影響は半水深以上の領域に現れている。これは図-21 に示すように、平行平板間流れに比べて開水路流では対数則領域の速度勾配が小さいことに起因している。また、自由水面をすべり面近似した今回の DNS では、平行平板間流れ同様に $x_2 = H$ において速度勾配がゼロとなるが、その漸進挙動には大きな差異が生じており、 v_i に減衰関数を乗じる手法によってもこれらの自由水面効果を厳密に反映することは困難に思われ、近似的にならざるを得ない。3.2 節で示し

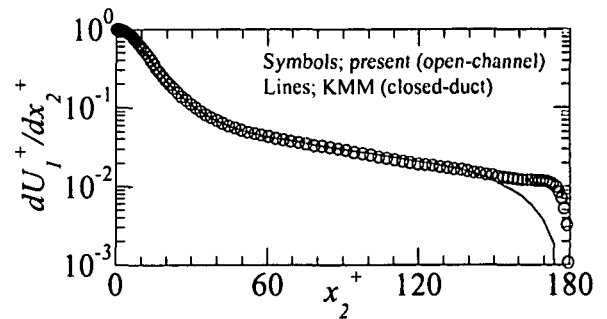


図-21 平均速度勾配分布

たように、水面の影響は各応力成分、特に鉛直方向変動成分に顕著に現れるが、それらの和である k の収支においてはそれほど影響が現れない。これは、二方程式モデルにおいて k -輸送方程式のモデリングのみでは水面効果を表現できないことを意味する。Suga and Abe (2000)³²⁾ は Lumley (1978)³³⁾ の応力フラットネス・パラメータ A の輸送式を考慮した非線形 k - ϵ - A 三方程式モデルにより自由水面効果を再現しているが、不変量 A は二成分極限下においてゼロとなるパラメータであり、水面変動が無視できない高 Froude 数状態では減衰効果をもたらさないと考えられる。高 Froude 数状態での自由水面近傍の特性は不明な点が多く、実験計測による解明が期待される。いずれにせよ、渦粘性モデルを用いる場合には、自由水面の影響を適切に反映し得るパラメータが第三変数として必要であると考えられる。

応力方程式モデルでは、 v_i は陽的に現れないため上述のような問題は発生しない。応力方程式中の各項のモデリングの妥当性に関する議論は、多大な労力と多くの紙面が必要であることから、ここでは触れない。しかしながら二次モーメント輸送方程式中の各項に自由水面効果を適切に反映することは、実験では評価できない項も含まれることを考慮すれば、それ以上に困難であるように思われる。

5. 結論

本研究では、有限差分法により開水路等流の直接数値シミュレーションを行い、Reynolds 応力及び速度変動の三重相関項の輸送方程式の収支評価を行った。自由水面がこれらの輸送機構に及ぼす影響を検討し、これまでに提案されている代表的な自由水面モデルの妥当性を評価した結果、以下のような結論を得た。

三重相関の収支における自由水面の影響は、 u_2 を含む相関項のみに現れ、他の相関項の輸送機構にはほとんど影響を及ぼさないことが明らかになった。また、自由水面近傍では圧力拡散と P-STG (圧力と応力の勾配による相関) が支配的であり、乱流拡散項のモデリングにはこれらの影響を考慮する必要がある。自由水面の影響が三重相関量に現れたのは水面近傍の一割程度の領域のみであり、これは二重相関の場合とほぼ等しい。この原因の

ひとつとして本計算で用いた自由水面のすべり面近似が考えられ、水面変動が無視できない場合にどのような相異が表れるのかは非常に興味深く、そのような DNS の実行が期待される。三重相関の収支評価においては残差に有意な差が含まれる項もあり、これらの輸送機構について定量的にも厳密な評価を行う場合には改善されるべきである。同じ格子数でも格子配置によって水面近傍の高次統計量の予測精度に差が生じており、水面近傍にも十分な解像度が要求されることが示唆され、格子配置には細心の注意が必要である。また、RANS モデルで用いられる代表的な自由水面モデルについては、現時点では十分なものはなく、渦粘性モデルの枠内では自由水面の影響を適切に反映し得る何らかのパラメータを加える必要があると考えられる。本報では応力の輸送方程式自体のモデリングについては触れなかったが、今回得られたデータを用いてそれらについても検討を加える必要があると思われ、今後の課題としたい。

参考文献

- 1) Kim, J., Moin, P. and Moser, R.: Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *J. Fluid Mech.* **177**, pp. 133-166, 1987.
- 2) Spalart, P.: Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\tau=1410$, *J. Fluid Mech.* **187**, pp. 61-98, 1988.
- 3) Kasagi, N., Tomita, Y. and Kuroda, N.: Direct numerical simulation of passive scalar field in a two dimensional turbulent channel flow, *ASME J. Heat Transfer* **114**, 598, 1992.
- 4) 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, 日本機械学会論文集 B 編 60-578, pp. 3280-3286, 1994.
- 5) 林俊一郎, 大本照憲, 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 **2**, pp. 599-608, 1999.
- 6) Le, H., Moin, P. and Kim, J.: Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step, *J. Fluid Mech.* **330**, pp. 349-374, 1997.
- 7) 瀬津家久, 山本義暢: DNS を用いた開水路キャビティ流れの生成機構とその輸送過程の解析: 水工学論文集 **43**, pp. 377-382, 1999.
- 8) 巢守俊晴, 河村洋: 河床のリッジ形状を模擬した壁面間乱流の DNS, 第 15 回生研 NST シンポジウム講演論文集, pp. 48-55, 2000.
- 9) Mansour, N. N., Kim, J. and Moin, P.: Reynolds-stress and dissipation-rate budgets in a turbulent channel flow, *J. Fluid Mech.* **194**, pp. 15-44, 1988.
- 10) Moser, R. D., Kim, J. and Mansour, N. N.: Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau=590$, *Phys. Fluids*. **11-4**, pp. 943-945, 1999.
- 11) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 12) Lam, K. and Banerjee, S.: On the condition of streak formation in a bounded turbulent flow, *Phys. Fluids*. **A 4-2**, pp. 306-320, 1992.
- 13) 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 5-1**, pp. 115-125, 1993.
- 14) Handler, R. A., Swear Jr., T. F., Leighton, R. I. and Swearingen, J. D.: Length scales and the energy balance for turbulence near a free surface, *AIAA J.* **31-11**, pp. 1998-2007, 1993.
- 15) Nagaosa, R.: Direct numerical simulation of vortex structures and turbulent scalar transfer across a free surface in a fully developed turbulence, *Phys. Fluids*. **11-6**, pp. 1581-1595, 1999.
- 16) 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*. **11-9**, pp. 2607-2625, 1999.
- 17) 山本義暢, 功刀資彰, 芹澤昭示: パッシブスカラー輸送を伴う自由表面乱流場の直接数値シミュレーション, 第 13 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, B02-4, 1999.
- 18) Hanjalic, K. and Launder, B. E.: A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows, *J. Fluid Mech.* **52**, pp. 609-638, 1972.
- 19) Nagano, Y. and Tagawa, M.: A structural turbulence model for triple products of velocity and scalar, *J. Fluid Mech.* **215**, pp. 639-657, 1990.
- 20) 原英統, 小尾晋之介: レイノルズ応力の乱流輸送モデル (速度変動三次モーメントの輸送方程式による検討), 日本機械学会論文集 B 編 **62-600**, pp. 2986-2993, 1996.
- 21) Kawamura, H., Sasaki, J. and Kobayashi, K.: Budget and modeling of triple-moment velocity correlations in a turbulent channel flow based on DNS, *Proc 10th Symposium on Turbulent Shear Flows*, 26.13-26-18, 1995.
- 22) 梶島岳夫: 対流項の差分形式とその保存性, 日本機械学会論文集 B 編 **60-574**, pp. 2058-2063, 1994.
- 23) Morinishi, Y., Lund, T. S., Vasilyev, O. V. and Moin P.: Fully conservative higher order finite difference schemes for incompressible flow, *J. Comput. Phys.* **143**, pp. 90-124, 1998.
- 24) 梶島岳夫: 乱流の数値シミュレーション, 養賢堂, 1999.
- 25) 河原能久: 代数応力モデルによる開水路乱流場の解析, 土木学会 水工学に関する夏季研修会講義集,

- A-1, 1992.
- 26) Nakayama, T.: Turbulence and coherent structures across air-water interface and relationship with gas transfer, 京都大学学位論文, 2000.
- 27) 禰津家久, 中川博次: 修正 $k-\epsilon$ 乱流モデルによる開水路乱流の数値計算, 土木学会論文集, **387**/II-8, pp. 125-134, 1987.
- 28) Naot, D. and Rodi, W.: Calculation of secondary currents in channel flow, *J. Hydraulics Div.*, ASCE **119**, pp. 948-968, 1982.
- 29) 杉山均, 秋山光庸, 松原珠, 松本将師, 平田賢: 自由水面を有する開水路内の乱流構造解析, 日本機械学会論文集 B 編 **60**-577, pp. 3000-3007, 1994.
- 30) 細田尚: 開水路流れにおける乱流拡散機構に関する水理学的研究, 京都大学学位論文, 1990.
- 31) 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 **43**, pp. 389-394, 1999.
- 32) Suga, K. and Abe, K.: Nonlinear eddy viscosity modeling for turbulence and heat transfer near wall and shear-free boundaries, *Int. J. Heat and Fluid Flow* **21**, pp. 37-48, 2000.
- 33) Lumley, J. L.: Computational modeling of turbulent flows, *Adv. Appl. Mech.* **18**, pp. 123-176, 1978.

(2000年4月21日受付)