

LES に基づく開水路水面付近の乱流場に関する考察

香川大学工学部 フェロー会員 河原能久
 国土交通省土木研究所 正会員 佐藤弘行

1. はじめに

水面付近での運動量輸送や熱、物質輸送は水面の存在により大きな影響を受けるために、自由水面の影響を考慮した乱流モデルの開発が進められてきた。しかし、まだ十分に信頼できるレベルには達していない。モデル開発の障害は、モデルの精緻化に必要な信頼性の高いデータが不足していることにある。このため、DNSやLESに基づくデータベースの利用が有効であると考えられるが、高レイノルズ数の流れの統計量を算出できるLESに期待が寄せられている。本研究は、広幅水路における十分発達した乱流場を対象とし、Smagorinskyモデルを用いたLESを細かな格子網上でを行い、水面の影響を検討したものである。

2. 数値解析手法

図 - 1 に解析対象を示す。ここでは Smagorinsky モデルを用い、壁面付近では van Driest 型の減衰関数を乗じて長さスケールを減少させている。なお、水面近傍では、速度勾配が小さいため渦動粘性係数が小さくなることが予想されるため、特別な補正は施していない。また、Smagorinsky 定数 C_s は壁面乱流で使用される 0.1 としている。

基礎方程式は有限体積法により離散化した。空間差分には 2 次精度の中心差分、時間差分には移流項、外力項、拡散項に対して 2 次精度の Adams-Bashforth 法、圧力勾配項には完全陰解法を用いた。連続式と運動量式の時間進行法としては SMAC 法を用いた。解析領域は、水深 h に対して、幅方向に $3.2h$ 、流れ方向に $6.4h$ である。本研究では、格子点数を十分に取ることによって 2 次精度の差分スキームの数値粘性を抑えている。摩擦速度と水深を用いた流れのレイノルズ数は $Re_* = 480$ であり、格子点数はいずれの方向にも 96 点である。

境界条件は、主流方向および水路幅方向には周期境界条件、壁面において滑り無し条件、自由水面では水面に垂直方向の流速をゼロとし、その他の未知量に対しては対称条件としている。

3. 計算結果と考察

(1) 乱流エネルギー (k)

図 - 2 は、摩擦速度で無次元化された乱流エネルギーと乱れ強度の水面付近での分布を示している。既往の DNS でも明示されているが、乱れエネルギーは水面より下方で最小値をとり、水面に近づくにつれて再び増加する。

図 - 3 は水面付近における乱流エネルギーの輸送方程式中における各項の挙動を表している。水面近傍の乱流エネルギーに対して、ゲインはレイノルズ応力による生成

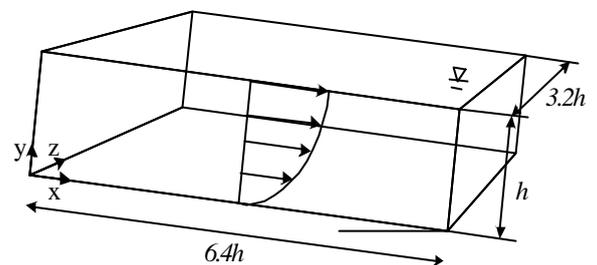


図 - 1 座標系と解析領域

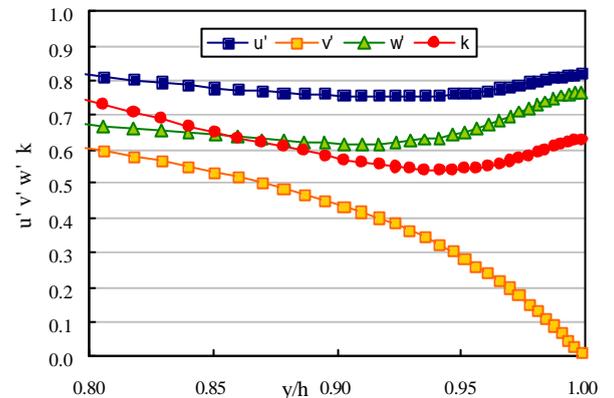


図 - 2 水面付近での乱流エネルギーと乱流強度の挙動

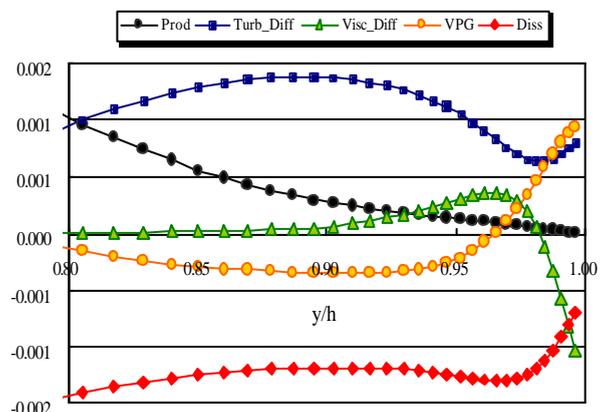


図 - 3 水面付近での乱流エネルギーの収支

(Prod), 乱流拡散 (Turb_Diff), 速度 - 圧力勾配相 (VPG) であり, ロスは散逸 (Diss) と粘性拡散 (Visc_Diff) である。乱流エネルギーが水面付近で増加する原因はエネルギー散逸率が水面近傍で減少するためであると考えられる。また, 乱れの長さスケールは水面付近に近づくにつれて再び増加する。

(2) $\overline{v^2}$ の輸送方程式の収支

水面に垂直方向の乱れ強さの分布は図 - 2 に示しているが, 水面に近づくにつれて急速に減少する。図 - 4 は, 水面付近における $\overline{v^2}$ の輸送方程式中の各項の分布を示したものである。この流れでは $\overline{v^2}$ の輸送方程式中に生成項は存在しない。乱流拡散 (Turb_Diff) と速度 - 圧力勾配の相関 (VPG) は水面に向かって減少し, 水面でゼロとなっている。図示しないが, 速度 - 圧力勾配の相関の一部である圧力 - 歪み相関は水面付近で負に転じるが, それは水面付近における $\overline{v^2}$ の減少と対応している。水面近傍では乱流逸散 (Diss) と分子拡散 (Visc_Diff) とが釣り合うが, その領域の厚さは $Re_*=480$ においても水深の 2% 程度ある。なお, 粘性拡散は乱れエネルギーに対してはロスとして寄与するが, $\overline{v^2}$ の輸送過程ではゲインとなる。

(3) エネルギー散逸率

乱流モデルにおける重要な課題の一つに乱流エネルギーの散逸率のモデル化がある。図 - 5 は 3 つの乱流垂直応力に対する散逸率の分布を水面付近について示したものである。図より, $Re_*=480$ であっても散逸率の異方性は強く残っていること, 水面に近づくとき急速にある値に近づくことがわかる。図 6 は河原ら¹⁾ が採用した散逸率の異方性を考慮するために使用した Hallbäck らのモデル (Diss11 等) と LES の結果 (11 等) とを比較したものである。Hallbäck らのモデルは, 定性的には散逸率の異方性を説明するが, 正確に予測すべき 22 については, 水面付近での差違も大きくモデルの改良が必要である。

(4) 非等方テンソルの不変量

乱流応力の非等方性テンソル (b_{ij}) の第 2, 3 不変量 (II, III) 及び乱流モデルにしばしば導入されるフラットネスファクタ ($F: F=1+9II+27III$) の挙動を水深にわたり表示したものが図 - 7 である。底面付近では, 不変量 II と III は異符号をとる 2 成分乱流となっているが, 壁面から離れるにつれ, 一様等方性乱流 ($II=III=0$) に近づく。その後, 水面に接近するにつれて, 不変量 II, III はともに減少して再び 2 成分乱流へと変化している。フラットネスファクタは底面と水面では確かにゼロとなっていることを確認することができる。

参考文献 1) 河原能久, 常山修治 (1994): 開水路乱流の非等方性に及ぼす水面の効果, 水工学論文集, 第 38 巻, 821-824.

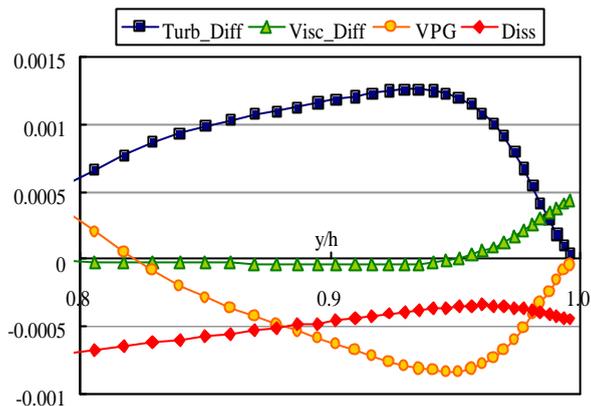


図 - 4 水面付近での $\overline{v^2}$ の輸送方程式の収支

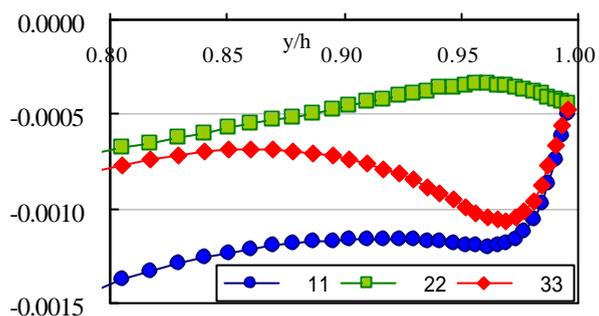


図 - 5 エネルギー散逸率の分布

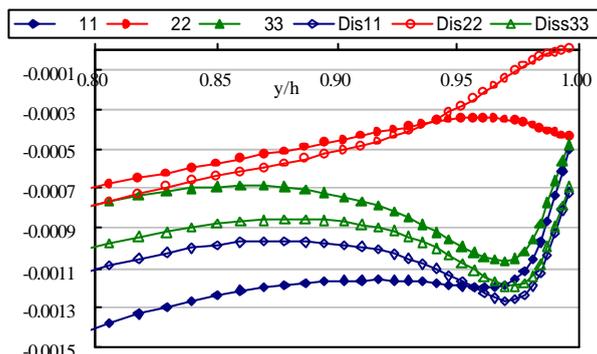


図 - 6 エネルギー散逸率のモデル

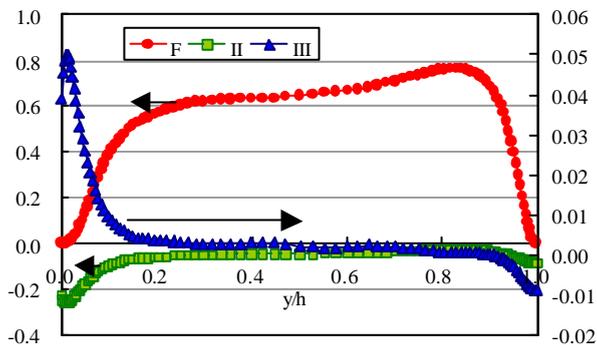


図 - 7 非等方応力テンソルの不変量とフラットネスファクタの分布