

開水路乱流予測計算における 低レイノルズ数乱流モデルの有用性

中山 昭彦¹・横嶋 哲²

¹正会員 Ph.D. 神戸大学教授 大学院自然科学研究科 (〒675-8501 神戸市灘区六甲台町1-1)

²学生会員 神戸大学大学院自然科学研究科 (〒675-8501 神戸市灘区六甲台町1-1)

近年提唱・改良されている低レイノルズ数2方程式乱流モデルを2次元開水路乱流に適用したときの予測性能を調べるため、平坦開水路及び路床が急変する段落流れについて計算し、その結果をまとめた。低レイノルズ数モデルを用いる事により複雑な開水路流を含めた一般的流れにも適用可能になるが、必ずしも床面近傍低レイノルズ数領域での散逸率の分布を忠実に再現するものが全体の予測精度を良くするとは限らない。水面近傍での減衰を考慮した低レイノルズ数 $k-\omega$ モデルが全ての場合を通じて良い結果を示し、数値計算の安定性からも最も有用性があると判断される。標準モデルでも壁関数の適用の仕方によりある程度の結果が得られるが、これは偶然と見るべきである。何れのモデルでも水面近傍の乱れ減衰性は何等かの方法で反映する必要はある。

Key Words : turbulence model, low-Reynolds number-model, free-surface effects, eddy viscosity

1. はじめに

実用的乱流の予測計算法は、精度と適用範囲の一般性と計算効率により評価される。いくら精度、汎用性があっても莫大な計算が必要では実用に適していない。現在の計算能力ではモデル依存性の小さいラージエディシミュレーション (LES) 法や、レイノルズ応力全ての輸送式を解く応力方程式モデルなども実用的方法の候補になっている。しかし、レイノルズ平均運動方程式と渦粘性仮定を用いる2方程式モデルは、その簡便さ、汎用性から未だに最も実用的な乱流計算法である。3次元流の計算では第2種2次元流発生源の応力が表現できないなどの根本的問題があるが、2次元流計算では効率良く工学的精度が得られる可能性はある。初期のモデル(例えばLaunder & Spalding¹⁾)は十分発達した高 Re 数乱流にしか適用出来ないため境界近傍の低 Re 数領域は計算せず壁から離れた位置で壁関数による相似則を仮定している。この相似則の成り立つ条件は非常に厳しく、剥離や再付着を伴う流れや圧力勾配の大きい場合など実用的流れには到底適用出来ないという問題があった。多様な境界形状、境界条件に対応するために、相似則に頼らない、壁面まで適用出来るモデルの必要性が認識され、壁面まで積分可能な低 Re 数モデルは数多く発表されている²⁾。幾つかのモデルは近年得られている直接シミュレーション (DNS) 結

果との詳細な比較がなされ、モデル定数、モデル関数が調節されており以前のモデルに比べ予測性能が格段に向上している。更に一般化、高精度化を目指し、渦粘性モデルを非線形(Craft et al.³⁾, Sofialidis & Prinos⁴⁾)や非等方に一般化し、改良が試みられているが、原形である線形、等方モデルの性能の評価は必ずしも十分になされていない。特に自由水面のある開水路流にあてはめたときの予測性能は殆ど分かっていない。初期のモデルの改良版を用いたものは楠津・中川⁵⁾, Tominaga et al.⁶⁾などにより試されているが、近年発表されている改良モデルを検証したものは、著者らにより限定的モデルについて実験との比較をしたものがあるのみである⁷⁾。またこれまでの詳細検証は開発者自身によるものが殆どで、非常に低い Re 数で、しかも単純な境界形状の流れのみでしか行われていない。従ってこれらを実用的な高 Re 数の複雑流れ場で、水面も存在する流れに適用した場合、如何なる予測性能、精度を持つか不明である。

本研究では2方程式モデルに限り、その代表である $k-\epsilon$ 系低 Re 数モデルと、汎用性で優れているとされている $k-\omega$ 系低 Re 数モデルの最新モデルを取り上げ、複雑境界、自由水面のある開水路乱流に適用することによりこれらのモデルの有用性を客観的に検証する。自由水面流への適用のため水面境界条件、水面近傍での効果の導入方法も評価している。検証には

近年得られているDNS結果及び高精度実験結果を用いている。

表一 検討した乱流モデル

	モデル	略記
k-ε系 モデル	標準k-εモデル ¹³⁾	SKE
	Kawamura-Kawashima 低Re数k-εモデル ⁹⁾	LEK
	島田-長野 低Re数k-εモデル ¹⁰⁾	LES
k-ω系 モデル	標準k-ωモデル ¹¹⁾	SKO
	Wilcox 低Re数k-ωモデル ¹¹⁾	LOW
	Peng-Davidson-Holmberg 低Re数k-ωモデル ¹²⁾	LOP

2. 2次元開水路流の基礎式

2次元開水路流で x_1 を路床に平行な流れ方向の座標, x_2 を鉛直上向き座標, (U_1, U_2) を (x_1, x_2) 方向の平均流速成分, P を平均圧力とすると, 密度 ρ , 動粘性係数 ν の水の基礎運動方程式は

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

である。ここで, g_i は重力の加速度の x_i 方向成分で, θ を路床勾配とすると $g_1 = g \sin \theta$, $g_2 = -g \cos \theta$, $-\overline{u_i u_j}$ はレイノルズ応力である。境界条件はモデルによるが, 低Re数乱流モデルでは, 上式を壁面まで適用し, 壁面では粘着条件が用いられる。水面では圧力及びせん断応力がゼロである。

一般に水面の位置は未知で動揺している。瞬時の速度成分を $\bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{u}_3$, 水面の瞬時の位置を $x_2 = \bar{h}(x_1, x_3, t)$ とすると, \bar{h} の式は

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} + \bar{u}_1(x_1, \bar{h}(x_1, x_3, t), x_3, t) \frac{\partial \bar{h}}{\partial x_1} + \bar{u}_3(x_1, \bar{h}(x_1, x_3, t), x_3, t) \frac{\partial \bar{h}}{\partial x_3} = \bar{u}_2(x_1, \bar{h}(x_1, x_3, t), x_3, t) \quad (3)$$

である。この式で, \bar{h} をその平均 $H(x_1, t)$ と変動 $h(x_1, x_3, t)$ の和と置き, 瞬時水面での値を平均位置 $x_2 = H(x_1, t)$ での値で近似し, 平均をとると H の式

$$\frac{\partial H}{\partial t} + U_1(x_1, H, t) \frac{\partial H}{\partial x_1} - U_2(x_1, H, t) = -\frac{\partial}{\partial x_1} \overline{u_1 h} - \frac{\partial}{\partial x_2} \overline{u_2 h} \quad (4)$$

が得られる。右辺の項は式(3)の非線形項からくるもので, 瞬時の連続式を用い変形したものである。これらは水面の位置が大きく変化しない場合無視できるので, 本計算では考慮に入れない。

3. 検証対象とする2方程式乱流モデル

等方性渦粘性を用いる2方程式モデルに限っても現在までに提唱されているものを一律に比較することは難しい。1990年頃までに提案されたものはBradshaw et al.⁸⁾等により総合的に評価されているの

で, その後開発された完成度の高い線形等方渦粘性を仮定するものなかから, 開発者や利用者の評価の良いものを選んで検証した。k-ε2方程式モデルに基づいた低Re数モデル^{2)9),10)}, 及びk-ω2方程式モデルを基にした低Re数モデル^{2)11),12)}である。検討したモデルの詳細とその出典を表一にまとめてある。標準モデルで用いる壁法則の正当性は別として, 数値計算は可能であるので比較のためにそれぞれの標準モデルでも検証計算を行った。これらのモデルに共通することは全て, 線形等方性渦粘性を仮定し, レイノルズ応力を渦動粘性係数 ν_t を用いて次のように平均速度勾配と関連付けられるとすることで

$$-\overline{u_i u_j} = -\frac{2}{3} k \delta_{ij} + \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

ここで k は単位質量当たりの乱流エネルギーである。2方程式モデルでは ν_t を2つのパラメータで表すが, この表し方とパラメータの算定法がモデルにより異なる。

モデルの概要は表二から表七にまとめてある。乱流エネルギー k とその散逸率 ϵ をパラメータとするk-ε系モデルとしてはJones & Launder¹³⁾の標準型モデル(SKE)と, DNSに見られる壁面漸近挙動を良く再現するとされているKawamura & Kawashima⁹⁾によるモデル(LEK), それに島田・長野¹⁰⁾によるモデル(LES)を取り上げる。 k と単位エネルギー当たりの散逸 ω をパラメータとするk-ω系モデルではWilcox¹¹⁾による標準モデル(SKO)と低Re数モデル(LOW), 及びクロス拡散項を含め剥離流の計算精度を改良したPeng et al.¹²⁾による低Re数モデル(LOP)を合わせた合計6個のモデルを検証の対象とした。これらのモデルの詳細

表-2 k-ε系モデルの詳細、SKEモデル

$$v_i = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (a.1)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (a.2)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_i}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (a.3)$$

$$P_k = -u_i u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (a.4)$$

$C_\mu: 0.09, \sigma_k: 1.0, \sigma_\varepsilon: 1.3, C_{\varepsilon 1}: 1.44, C_{\varepsilon 2}: 1.92$

表-3 k-ε系モデルの詳細、LEKモデル

$$v_i = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (b.1)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \pi_k^* \quad (b.2)$$

$$\frac{D\tilde{\varepsilon}}{Dt} = C_{\varepsilon 1} \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} P_k - \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} (C_{\varepsilon 2} \tilde{\varepsilon} + \hat{\varepsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_i}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] + E \quad (b.3)$$

$$P_k = -u_i u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (b.4), \quad \varepsilon = \tilde{\varepsilon} + \hat{\varepsilon} \quad (b.5)$$

$$\hat{\varepsilon} = 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right)^2 : \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \geq 0, \hat{\varepsilon} = 0 : \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} < 0 \quad (b.6)$$

$$\pi_k^* = -\frac{1}{2} \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{k}{\varepsilon} \left(\frac{\hat{\varepsilon}}{\varepsilon} \right)^2 \frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] \quad (b.7)$$

$$E = C_{\varepsilon 3} \nu v_i \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} \quad (b.8)$$

$$f_\mu = 1.0 - \exp \left\{ - \left(n_\eta / 285 \right) - \left(n_\eta / 20 \right)^3 \right\} \quad (b.9)$$

$$\sigma_k = 1.0 - 0.5 \exp \left[- \left(n_\eta / 20 \right)^2 \right] \quad (b.10), \quad \sigma_\varepsilon = \sigma_k \quad (b.11)$$

$$n_\eta = n / \eta \quad (b.12), \quad \eta = \left(\nu^3 / \varepsilon \right)^{1/4} \quad (b.13)$$

n は壁面垂直距離を表す。

$C_\mu: 0.09, C_{\varepsilon 1}: 1.44, C_{\varepsilon 2}: 1.92, C_{\varepsilon 3}: 0.6$

表-4 k-ε系モデルの詳細、LESモデル

$$v_i = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \left\{ 1 + \frac{80}{\tilde{R}_i} \exp \left[- \left(\frac{\tilde{R}_i}{40} \right)^{3/4} \right] \right\} \quad (c.1)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \Pi_k \quad (c.2)$$

$$\frac{D\tilde{\varepsilon}}{Dt} = C_{\varepsilon 1} f_1 \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_i}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] + E \quad (c.3)$$

$$P_k = -u_i u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (c.4), \quad \varepsilon = \tilde{\varepsilon} + \hat{\varepsilon} \quad (c.5)$$

$$\hat{\varepsilon} = 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right)^2 : \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \geq 0, \hat{\varepsilon} = 0 : \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} < 0 \quad (c.6)$$

$$\Pi_k = \max \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(v \frac{\partial k}{\partial x_j} - f_{w1} \varepsilon \bar{\lambda} \sigma_{u_i u_j} e_{si} e_{nj} e_i \right), 0 \right\} \quad (c.7)$$

$$\sigma_x = 1 : x \geq 0, \sigma_x = -1 : x < 0 \quad (c.8)$$

e_{si}, e_{nj}, e_i はそれぞれ流れ方向、壁面垂直方向および全方向単位ベクトルを表す。

$$E = f_{w2} \nu v_i \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} - \max \left\{ \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\tilde{\varepsilon}}{k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right\} \quad (c.9)$$

$$\bar{\lambda} = \sqrt{2k} \left(\sqrt{\nu/\varepsilon} + \sqrt{\nu/\varepsilon_w} \right) / 2 \quad (c.10)$$

$$f_{w1} = \exp(-\tilde{R}_i/90) \quad (c.11), \quad f_{w2} = \exp(-1.9 \times 10^{-3} R_i^2) \quad (c.12)$$

$$f_\mu = 1 - f_{w2} \quad (c.13), \quad f_1 = 1 + 3 \exp(-\tilde{R}_i/100) \quad (c.14)$$

$$\sigma_k = 12/f_1 \quad (c.15), \quad \sigma_\varepsilon = 13/f_1 \quad (c.16)$$

$$f_1 = 1.0 \quad (c.17), \quad f_2 = 1 - 0.3 \exp \left\{ - \left(\tilde{R}_i / 65 \right)^2 \right\} \quad (c.18)$$

$$\tilde{R}_i = k^2 / (\nu \tilde{\varepsilon}) \quad (c.19), \quad R_c = n / \eta \quad (c.20), \quad \eta = \left(\nu^3 / \tilde{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (c.21)$$

n は壁面垂直距離を表す。

$C_\mu: 0.09, C_{\varepsilon 1}: 1.45, C_{\varepsilon 2}: 1.90$

い特徴、性能はそれぞれの文献に述べられているので以下には簡単に特徴のみを説明する。

低Re数k-εモデルでは対数則の切片が実験値、及びDNS値に合うよう $x_2^+ = u_\tau x_2 / \nu$ を含む減衰関数が用いられるが、ここで対象としたモデルは、再付着流では定義不可能となる x_2^+ を避け、Kolmogorov長さを用い

ているので減衰関数が複雑になっている。またεの壁面近傍での挙動を捉えるため圧力拡散項が導入されている。これに対しk-ωモデルでは粘性効果を入れなくても対数則切片は実験値に近い値が再現できるので、低Re数モデルでは、kとωの壁面漸近性を考慮するのみで良く、減衰関数は簡単な形になっている。

表-5 k - ω 系モデルの詳細, SKOモデル

$$v_i = \frac{k}{\omega} \quad (d.1)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (d.2)$$

$$\frac{D\omega}{Dt} = \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \frac{\beta}{\beta^*} \frac{\omega}{k} \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_i}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (d.3)$$

$$P_k = -u_i u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (d.4), \quad \varepsilon = \beta^* \omega k \quad (d.5)$$

$\alpha:5/9, \beta:3/40, \beta^*:9/100, \sigma_k:2.0, \sigma_\omega:2.0$

表-6 k - ω 系モデルの詳細, LOWモデル

$$v_i = \alpha^* \frac{k}{\omega} \quad (e.1)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (e.2)$$

$$\frac{D\omega}{Dt} = \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \frac{\beta}{\beta^*} \frac{\omega}{k} \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_i}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (e.3)$$

$$P_k = -u_i u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (e.4), \quad \varepsilon = \beta^* \omega k \quad (e.5)$$

$$\alpha^* = \frac{\alpha_0^* + R_i/R_k}{1 + R_i/R_k} \quad (e.6), \quad \alpha = \frac{5}{9} \frac{\alpha_0^* + R_i/R_\omega}{1 + R_i/R_\omega} (\alpha^*)^{-1} \quad (e.7)$$

$$\beta^* = \frac{9}{100} \frac{5/18 + (R_i/R_\beta)^4}{1 + (R_i/R_\beta)^4} \quad (e.8), \quad R_i = k/\omega v \quad (e.9)$$

$\beta:3/40, \sigma_k:2.0, \sigma_\omega:2.0, \alpha_0^*:\beta/3, \alpha_0:1/10$

$R_\beta:8, R_i:6, R_\omega:27/10$

表-7 k - ω 系モデルの詳細, LOPモデル

$$v_i = f_\mu \frac{k}{\omega} \quad (f.1)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (f.2)$$

$$\frac{D\omega}{Dt} = C_{\omega 1} f_\omega \frac{\omega}{k} P_k - \frac{C_{\omega 2}}{C_k f_k} \frac{\omega}{k} \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_i}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + C_\omega \frac{v_i}{k} \left(\frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) \quad (f.3)$$

$$P_k = -u_i u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (f.4), \quad \varepsilon = C_k f_k \omega k \quad (f.5)$$

$$R_i = k/\omega v \quad (f.6), \quad f_\mu = 0.025 + \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{R_i}{10} \right)^{3/4} \right] \right\} \times \left\{ 0.975 + \frac{0.001}{R_i} \exp \left[- \left(\frac{R_i}{200} \right)^2 \right] \right\} \quad (f.7)$$

$$f_\omega = 1 + 4.3 \exp \left[- \left(\frac{R_i}{15} \right)^{1/2} \right] \quad (f.8)$$

$$f_k = 1 - 0.722 \exp \left[- \left(\frac{R_i}{10} \right)^4 \right] \quad (f.9)$$

$C_k:0.09, C_{\omega 1}:0.42, C_{\omega 2}:0.075, C_\omega:0.75, \sigma_k:0.8, \sigma_\omega:1.35$

また低 Re 数 k - ε モデルでは ε の壁面上の値を未知とすると数値計算が不安定になるが、これを防ぐために ε をその等方成分 ε と壁面近傍の異方性効果に分けている。従って ε の輸送式に付加項がはいるが、 k - ω モデルはもともと安定計算ができるのでその必要がなく簡単な形になっている。

4. 水面条件と水面効果

平均流速, 圧力, せん断応力の水面での境界条件は乱流モデルに依存しない力学的, 運動学的条件を満たすので前節に述べたが, 乱流モデルのパラメータである k, ε, ω についての境界条件は明確ではない。また問題は境界値の設定法のみならず, 水面近傍での乱流諸量のモデリング法にも関連するので, 水面

の境界条件と水面近傍の水面効果は併せて考える必要がある。フルード数が小さく, 水面の動きの小さいとき自由水面は滑りを許す不透面で近似出来る。こういった場合 k, ε, ω は

$$\frac{\partial k}{\partial x_2} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_2} = \frac{\partial \omega}{\partial x_2} = 0 \quad (6)$$

という対称条件になる。この場合モデルに水面効果がなければ, 閉管路内流れの計算と全く同一になる。

水面近傍では, k や混合距離は減少し, 散逸は増加する傾向があると指摘されている¹⁴⁾。こういった効果を導入するため, 閉管路計算結果の k に定数を掛けたものを境界条件に用いたり(瀬津・中川¹⁴⁾), 散逸率 ε を設定するなどの方法がとられている。Naot & Rodi¹⁵⁾は k の勾配はゼロとするが, 水面での散逸長さは水深に定数を掛けたもので与える方法を提唱している。すなわち

$$\frac{\partial k}{\partial x_2} = 0, \quad \varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{0.07kH}, \quad \omega = C_\mu^{1/4} \frac{k^{1/2}}{0.07kH} \quad (7)$$

ここで C_{μ} , κ はモデル定数でそれぞれ0.09, 0.41の値をとる。

Komori et al.¹⁶⁾の実験などを見ると、自由水面近傍では水路床に発する乱れ構造が水面により反射され、反射する前の構造と干渉するのが分かる。水面が剛なスリップ面であれば、乱れ構造の反射は鏡面反射的になり、流れ方向速度成分 u_1 は変化しないが、鉛直成分 u_2 は反転する。従って乱れ強度にはさほど影響しないが、せん断応力の瞬時値である $u_1 u_2$ の符号が変わり、反射前のせん断応力とは打ち消される傾向になる。これに対し閉管路中心の対称面近傍では、管中心線両側で生成された異符号のせん断応力を持つ構造は中心線を横切り交錯共存する。これらは統計的にバランスし、せん断応力分布は逆対称、平均流速、乱流エネルギーなどの分布は対称になる。しかし、水面近傍では平均流速勾配に関係なくせん断応力は打ち消されゼロになるので、渦粘性でのモデル化では渦粘性係数をゼロにしなければこの効果は表せない。

DNSデータ^{18),19),20)}によるとは k は水面近傍で若干増加する傾向を示しているが、実験データ¹⁷⁾によるとフルード数に関係なく水面では k も ϵ も殆ど変化なく、勾配ゼロの対称条件に近い。また実験、DNSデータ双方とも水面での平均流速勾配は一様にゼロにはなっていない。これは渦粘性係数の水面での値がゼロになっていることを意味している。従って本計算では v_t の水面での値をゼロにするため v_t に水面減衰係数を掛ける計算も併せて行って比較している。

すなわち v_t の代わりに次の v_t' を用いる。

$$v_t' = f_S v_t \quad (8)$$

ここで f_S は水深に依存する減衰関数で、本計算では簡単な形の

$$f_S = 1 - \exp\left(\frac{x_2 - H}{0.2H}\right) \quad (9)$$

を用いている。これは実験では限界流に近い流れでない限り水面近傍での減衰はフルード数に依存しないということに基づいている。またこの減衰効果は水深の20%程度の領域で有効になれば、 f_S の関数形にはあまり依存しない。この水面近傍での減衰効果は u_2^2 が減少することと関係が深く、壁面近傍での減衰効果の導入と類似した方法も考えられるが、本研究では渦粘性モデルに基づいたものを考えているため異方性の表現は直接扱えないので本方法を採用する。

5. 数値計算法

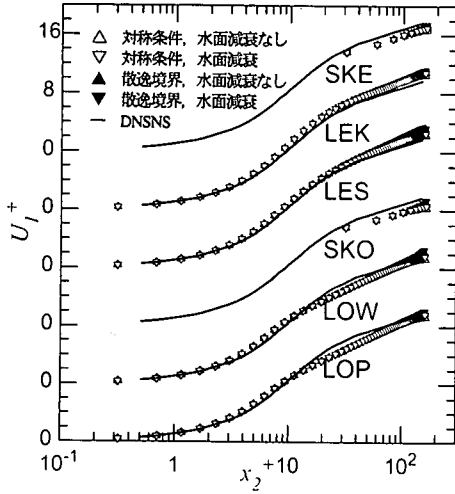
上記の運動方程式およびパラメータ k, ϵ, ω の解法として、仮定した初期値から非定常計算で時間発展を計算し、変化のなくなった状態での結果を求める方法を採用している。運動量方程式、及び乱流パラメータの輸送式はEulerの陽的解法で時間進行させる。各時間ステップで圧力はHSMAC法に基づいた反復修正法で求める。直交座標を用い、速度成分、圧力は定義点をずらした食い違い格子を用いているが、パラメータ k, ϵ, ω は通常節点で定義している。格子間隔は壁面で密になるようにとっている。計算領域と格子数はモデル、流れにより異なるが、低 Re 数モデルでは床から第一点目の格子点は粘性距離にして1以下になるようにとっている。従って鉛直方向には約70の格子点がとられている。標準モデルでは第一点目の点が壁面則域に入るようにとっているため非常に粗く、 Re 数の低い計算ケースでは鉛直方向に10点程しかとっていない。

水面の位置は未知として扱っているので、速度場計算の各時間ステップで、式(4)をやはりEuler法で時間進行させる。時間ステップは上流端での水深と最大速度で無次元化した時間で、平坦水路流の場合 5×10^{-4} 、段落ち流れの場合 1×10^{-4} としている。式(4)は不連続解を許す双曲型で境界条件は上流又は下流の一端だけである。本計算では常流を仮定した緩やかに変化する流れのみを扱うので上流端で境界値を与えている。

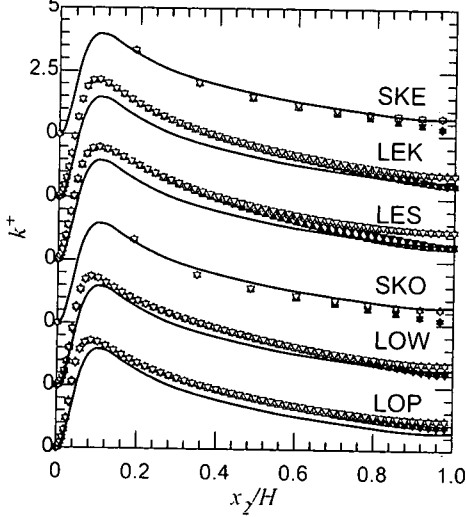
6. 平坦開水路流の計算

十分発達した2次元平坦開水路等流では圧力は静水圧分布、せん断応力が支配的で、移流効果もない最も単純な流れで一般開水路流の基本である。また Re 数の低い場合はDNSデータがあるので、第一に取上げられるべき検証ケースである。ただ他のDNSデータと同様 Re 数が非常に低く、特に標準モデルは適応領域が小さくなるので、結果の解釈には注意が必要である。ここで検証のケースとして取り上げたのはNagaosa & Saito²⁰⁾によるDNS (DNSNS) と、水面近傍の詳細計測を行っている瀬津・中山²¹⁾ (EXPN1) による実験である。それぞれの計算および実験条件は表-8に示してある。 Re_t は底面摩擦速度 u_τ と平均水深 H で定義されるレイノルズ数、 Re_H は平均流速 U_m と H で定義されるレイノルズ数で、 Fr_H は H と U_m で定義されるフルード数である。Nagaosa & Saito²⁰⁾の

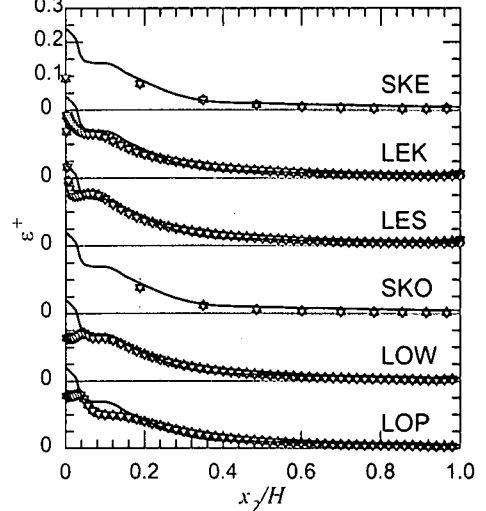
(a) 平均流速分布



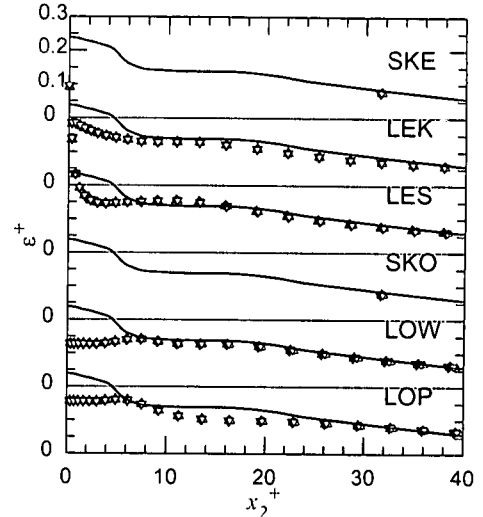
(b) 乱流エネルギー分布



(c) 乱流エネルギー散逸率の分布



(d) 乱流エネルギー散逸率の分布, 壁近傍拡大図



図一 DNS結果による平坦開水路流計算の検証

表一八 平坦開水路流計算条件

	略記	レイノルズ数		フルード数
		Re_τ	Re_H	Fr_H
Nagaosa & Saito DNS ²⁰⁾	DNSNS	150	2300	0.0
福津・中山の実験 ²¹⁾	EXPNI	490	8000	0.23

DNSでは水面は動揺しないスリップ面とされているので、厳密な自由水面ではない。

(1) DNS結果による検証

図一はNagaosa & Saito²⁰⁾のDNSケースについて各モデルを用いて計算した平均流速結果の比較である。 x_2^+ , U_1^+ , k^+ , ε^+ はそれぞれ x_2 , U_1 , k , ε を u_τ と v で

無次元化したものである。これは提唱者らによっても行われている平行平板間の流れの計算結果によく似ている。水面条件としては式(6)にて対称を仮定するもの、 k には対称条件を用い ε または ω に散逸長さを式(7)で仮定するものと、それぞれの場合で渦粘性係数を水面近傍で減衰させるもの、の4通りの計算結果を示している。水面で対称条件を用い、減衰効果を考慮しないものは、実質上平行平板間の流れを解いているのと同じである。このケースは Re 数が小さいので、壁関数を用いる標準型モデルの適用領域は非常に狭くなって、底面から第一点目の位置のとり方により結果は微妙に異なる。第一点目が $x_2^+ \approx 30$ にとったときの結果がDNSに最も近かったのでその結果を示している。

図-1(a)は平均流速結果である。標準モデルの結果はDNSに比べ低めである。k-ε系低Re数モデルは粘性底層から遷移層、対数則領域に渡りDNS結果を良く再現出来ているが、外層でやや高めの結果となっている。これに対しk-ω系低レイノルズ数モデルの結果は遷移層で低めで対数則の勾配がやや大きくなっているが、逆に外層ではDNSの値に近い。水面近傍であるが、対数則が水面まで見られるDNS結果に対し、計算結果は全て、対数則から外れる傾向を示している。水面減衰効果を入れない対称条件では、速度勾配がゼロになり、対数則より下側にずれ、散逸率条件を用いたものは逆に速度勾配が大きくなる。水面での減衰関数を用い、しかも散逸を指定したものは水面の影響を二重に考慮した事になり、流速は水面で大きく外れるような結果になっている。対称条件で水面減衰を考慮したk-ω系低Re数モデルが勾配、値ともDNSに最も近い。

図-1(b)は乱流エネルギーの計算結果である。標準型モデルではピーク値は計算領域外であるので結果には出ないが、計算領域では良い結果になっている。これは本DNSのRe数では計算格子第一点目の位置、 $x_2^+ = 30$ での k^+ の値が壁関数の値 $k^+ = 1/\sqrt{C_\mu} = 3.3$ と良く一致しているからである。k-ε系低Re数モデルでは全体にわずかながら過剰予測になっている。これは平行平板間の流れの計算でも同様な結果で、水面の影響とは関係がない。k-ω系低Re数モデルではピークの位置は壁寄りになっているが、ピークの形状、全体の値ともDNSに近い結果になっている。水面近傍については、低Re数モデル全て過大予測している。ただし、散逸率境界条件を用いたものは水面が近づくにつれ過剰な減少傾向を示している。kの計算結果からは、 v_t にダンピングを掛ける、掛けないに拘らず、対称条件を用いたものがDNSの傾向を良く捉えている。

図-1(c)はエネルギー散逸 ϵ の計算結果である。Nagaosa & Saito²⁰⁾は ϵ の結果を報告していないので、 ϵ のみ同様のシミュレーションであるKomori et al.¹⁸⁾のDNS結果を表示している。 $x_2/H > 0.2$ の領域では全ての結果ともDNSと良く合っている。しかし、図-1(d)の壁面近傍拡大図より分かるように、k-ε系モデルとk-ω系モデルでは壁近傍で大きく異なっている。k-ε系モデル、特にLEKモデルは壁近傍の分布を良く捉えている。k-ω系のモデルでは壁での値が小さく、勾配 $\partial\epsilon/\partial x_2$ もDNSと反対の符号になっている。LOPモデルの壁近傍の値はLOWモデルに比べ改善されているが、逆に $x_2/H = 0.1$ 辺りで低くなり過ぎてい

る。壁近傍以外ではモデル間であまり差異がないということは、必ずしも壁面近傍の精度の良さと全体の予測性とは関係ない事を示唆している。ただ水面条件に散逸条件を課したものは ϵ が水面近くで多少増加する傾向を示しており ϵ の予測でも減衰を考慮した対称条件が最良であると言える。

(2) 実験結果との比較

次にレイノルズ数の高いケースとして実験との比較をする。瀬津・中山²¹⁾は幾つかのレイノルズ数とフルード数での計測結果を報告している。本計算ではそのうち低フルード数常流のケースで、乱流エネルギー、散逸の計測値の発表されているものを選んだ。レイノルズ数が高くなると、平板境界層と同様外層で対数則から外れる傾向があるが、本計算ではその傾向の出始める $Re_H = 8000$ のケースである。実験データはDNS程精度がないのと、乱流諸量は水面近傍のみしか報告されていないので、レイノルズ数の影響、水面の影響に重点を置いて比較する。底面近傍の検証は前節のDNSによる検証でなされている。

図-2(a)は平均流速結果である。粘性底層から遷移層にかけては前節の低Re数DNSの場合と同様の結果になっている。k-ε系低Re数モデルでは水面近傍で速度が大きくなり過ぎてているのに対し、低Re数k-ωモデルは実験値に非常に近い結果になっている。実験結果はばらつきがあるので断言はできないが、水面条件としては低Re数ケースと同様、対称で水面減衰を入れたものと、散逸境界条件で減衰を入れないものが良い結果になっている。

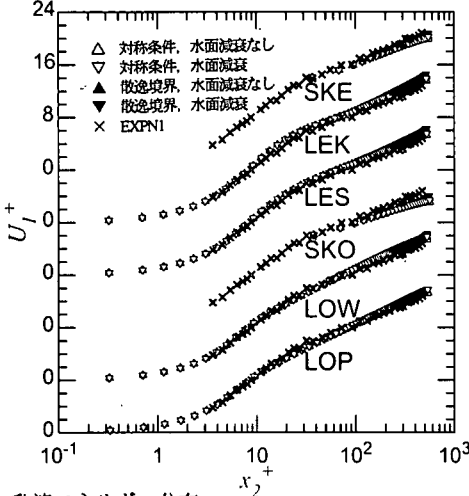
図-2(b)は乱流エネルギー結果である。本実験ケースのkのデータは $x_2/H > 0.5$ のみしか報告されていないので、この領域での結果に注目する。前節の低Re数流れと異なり、標準モデルは過小予測、低Re数モデルは良い結果となっている。これは標準モデルで壁関数を仮定する計算第一点目が壁に近すぎることに起因している。

図-2(c)は散逸率の結果である。この場合 ϵ の実験値は乱れ速度の勾配の積の平均より求められたものではなく、乱れ速度のスペクトルより求められているので、壁近傍の非等方性の強い領域での結果は十分に信頼できるかどうかは不明である。従ってこの場合も $x_2/H > 0.5$ の領域に注目する。グラフのスケールでは見難いが、結果はあまりモデルに依存していない。ただこのRe数では、LOPモデル結果は壁近傍で値はやや低いが、低Re数k-εモデルに似た形になっている。

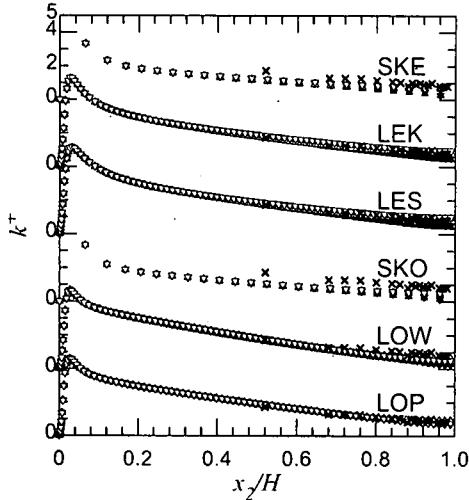
表-9 開水路段落ち流れ計算条件

	略記	レイノルズ数 Re_{H_S}	フルード数 Fr_{H_I}
Le et al. DNS ²²⁾	DNSLMK	5100	0.
瀬津・中川の実験 ⁵⁾	EXP2	5150	0.23

(a) 平均流速分布



(b) 乱流エネルギー分布



(c) 乱流エネルギー散逸率の分布

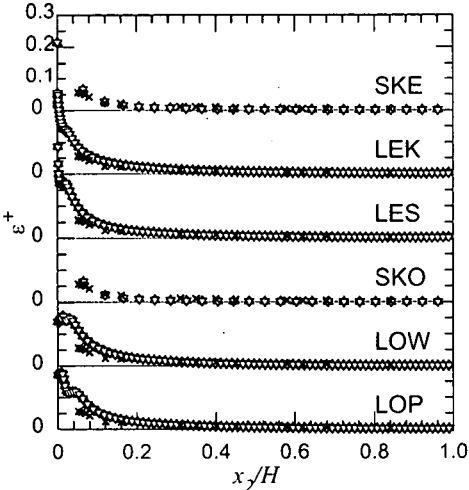


図-2 平坦開水路流計算と実験との比較

7. 段落ち流れの計算

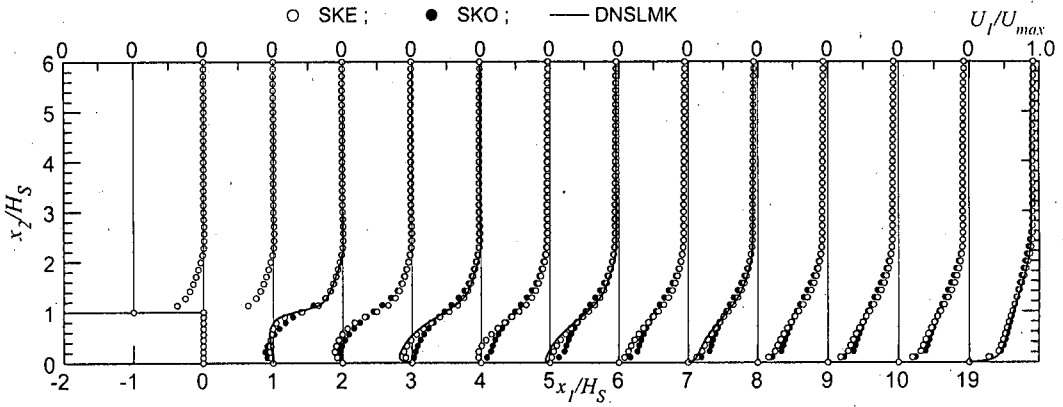
次に複雑開水路流として、段落ち流れを考える。段落ち下流の流れでは、平均流は剥離、逆流、再付着など多様な様相を呈し、摩擦速度がゼロになり、壁法則に従わない領域が発生する。こういった場合厳密には壁面摩擦速度 u_w はモデルパラメータに使用出来ない。乱流構造は大きく変わり、移流、拡散の影響が大きくなり、乱流応力も垂直成分が重要になるなど、渦粘性モデルには難しいケースである。さらに、静水圧分布も崩れ、水面も変化する。この場合も最近行われているDNSデータ及び実験との比較を行う。高 Re 数 k - ϵ モデルを用いた段落ち流れの計算は瀬津・中川⁵⁾により行われ、ある程度の精度で計算出来る事は分かっている。表-9はこれらの計算条件を示す。ここで Re_{H_S} はステップ高さ H_S と流入面での最大流速 U_{max} で定義されるレイノルズ数、 Fr_{H_I} は上流端でのフルード数である。Le et al.²²⁾のDNSは上端はNagaosa & Saito²⁰⁾と同様水平なスリップ面と仮定しているため、厳密な水面になっていないので注意すべきである。

(1) DNS結果による検証

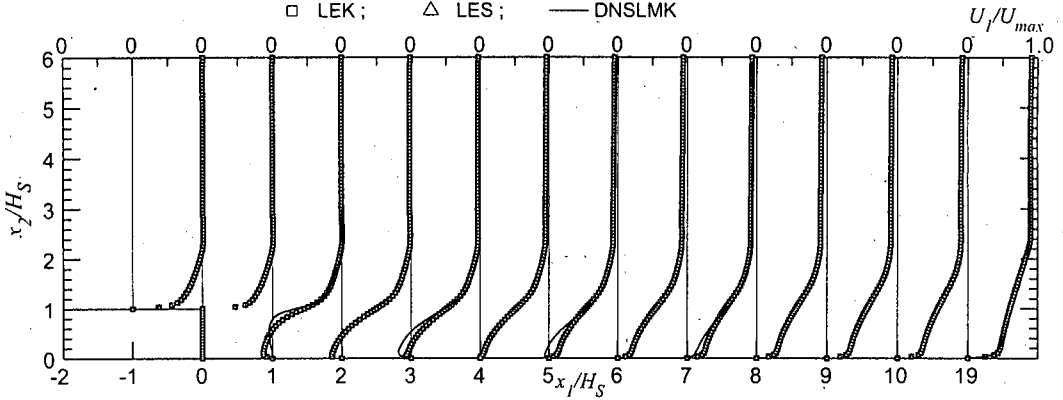
2つの壁の一方に段があり断面が拡幅する場合の内部流については、乱流モデル検証の対象にされているが、開水路の後方段落ち流れのDNSデータによる検証はなされていない。Le et al.²¹⁾によるDNSの場合ステップの反対側は壁ではなく滑り面として設定されているのでこの面で境界層がないという意味では開水路流に近い流れである。ステップ高さ、流入境界層の厚さとも下流水深の1/6と小さいので、水面の影響は小さい。計算での水面の条件は対称条件で、減衰は考慮に入れていない。計算領域は $x_1/H_S = 2.23$ から30で、上流端でDNS値に合うように流入条件を与えている。

それぞれのモデルによる平均流速の計算結果を図-3にDNSデータと比較し、示してある。この場合結果は全て U_{max} と H_S で無次元化している。DNSデー

(a) 標準モデル, SKE, SKOモデル



(b) k - ϵ 系低レイノルズ数モデル, LEK, LESモデル



(c) k - ω 系低レイノルズ数モデル, LOW, LOPモデル

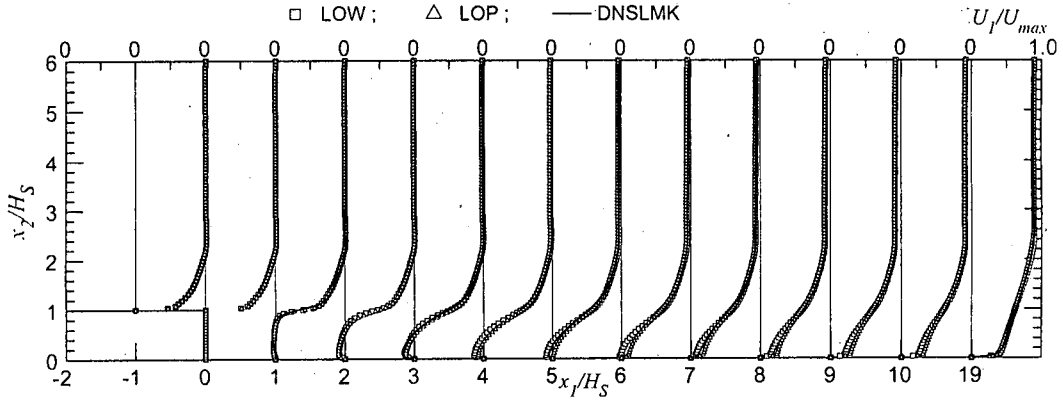
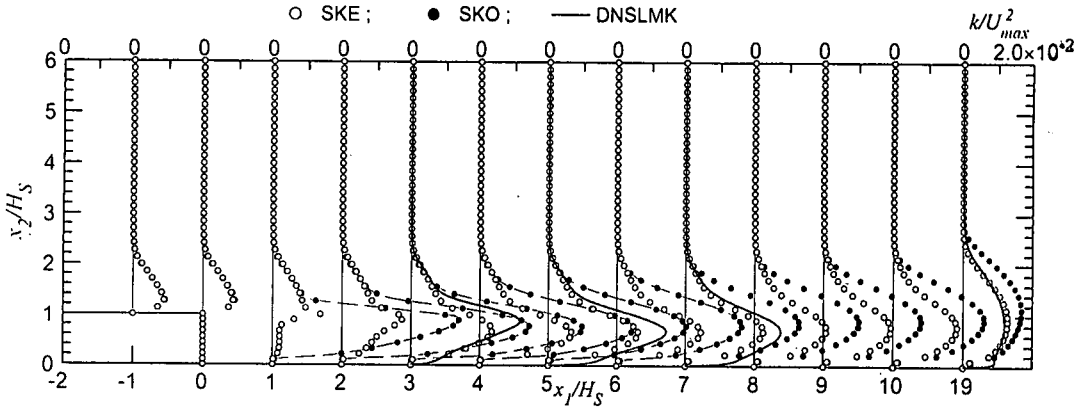


図-3 段落ち流れ計算のDNSによる検証, 平均流速分布

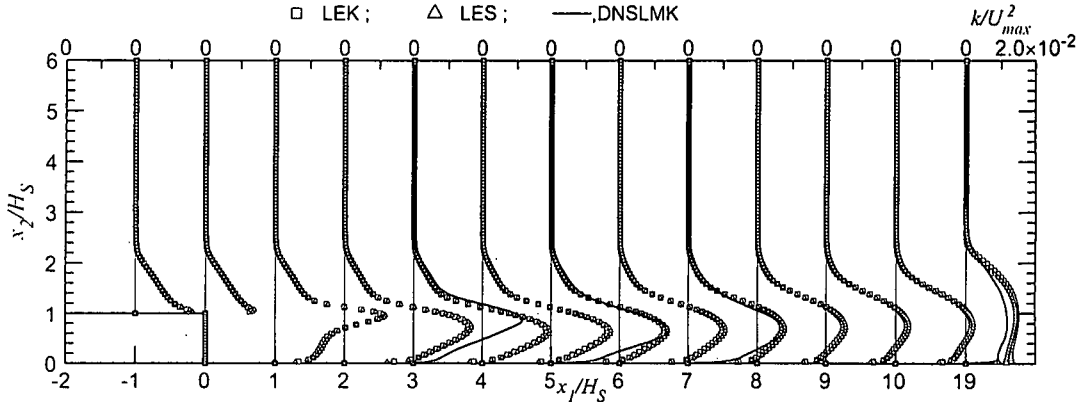
タは報告されている $x_1/H_S=3,5,7,19$ での結果のみ表示されている。図-3(a) は標準モデルによる結果, 図-3(b)は k - ϵ 系低 Re 数モデル, 図-3(c)は k - ω 系モデルによる結果である。標準モデルでは, ステップの鉛直壁も含め, 壁関数を適用している。壁関数は x_2^+ (ステップ鉛直面では x_1^+) の値が30以上でないと成立しない。この条件は鉛直壁, 再付着点近

辺では壁からかなり離れなければならないか, あるいは全く満たされない。それでも数値計算は可能であるので, 下流端で壁から第一点目の計算格子が $x_2^+=30$ 程度になるような格子をとっている。それにも拘らず, SKEモデルの結果はそこそこである。それに対し, 図-3(b)の k - ϵ 系低 Re 数モデルの結果は再付着点がステップに近く, 逆流域底面近傍での速度は大

(a) 標準モデル, SKE, SKOモデル



(b) k - ϵ 系低レイノルズ数モデル, LEK, LESモデル



(c) k - ω 系低レイノルズ数モデル, LOW, LOPモデル

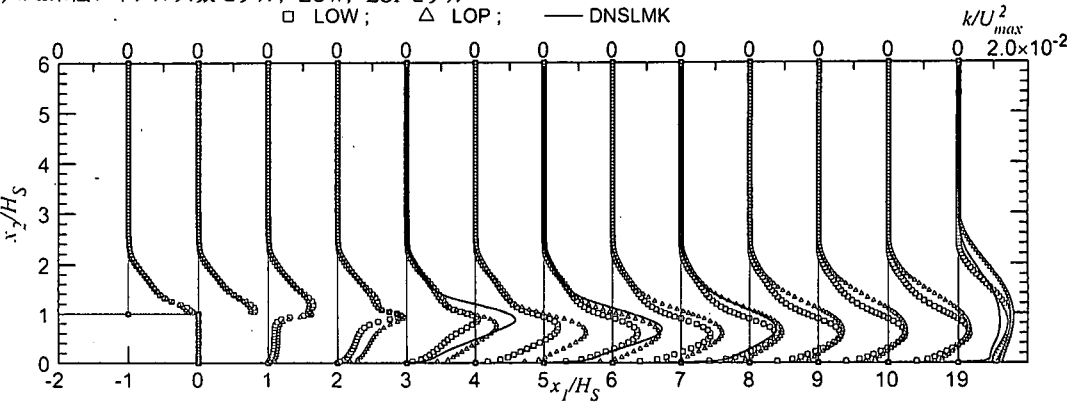


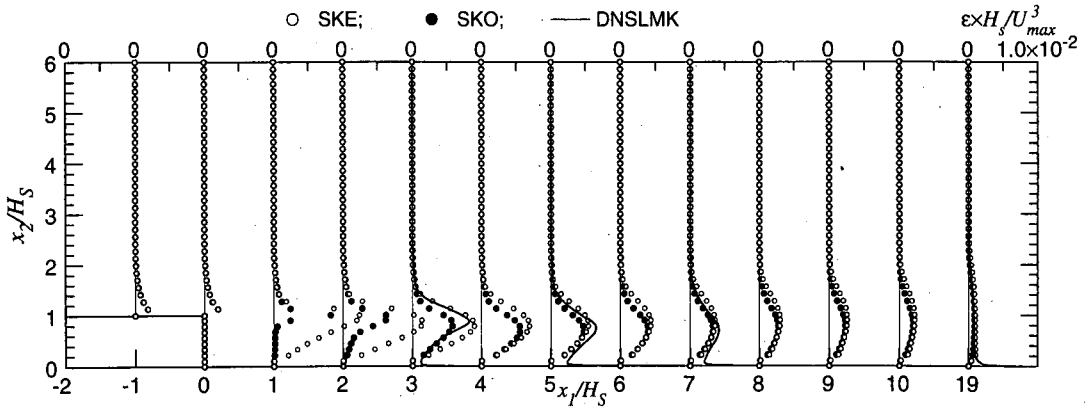
図-4 段落ち流れ計算のDNSによる検証, 乱流エネルギー分布

きくなり, DNSデータからはかなりずれた結果となっている。一方図-3(c)の k - ω 系低 Re 数モデルの結果は再付着点近くで僅かにずれているが, DNSに非常に近い結果になっているのが分かる。

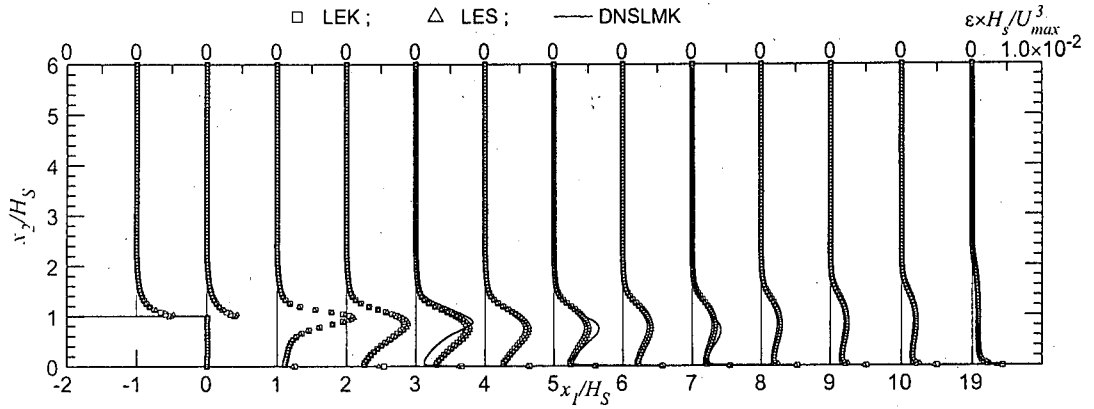
図-4は乱流エネルギー k の比較結果である。標準 k - ω モデルのSKOモデルは逆流領域で非常に大きい予測値になっている。これは ϵ 輸送式の拡散項で, ω 輸

送式に変換すれば, ω と k の勾配のクロス拡散を導入しなければ表せない拡散の効果 (Peng et al.^{11)) と考えられる。低 Re 数 k - ϵ モデルでも逆流領域の底近傍でかなりの過大予測になっている。これはこれらのモデルが平行平板間乱流のDNSのデータのみでモデル定数等が調節されているためと考えられる。LOPモデルの結果はこの場合もDNSに最も良く合っている。}

(a) 標準モデル, SKE, SKOモデル



(b) k-ε系低レイノルズ数モデル, LEK, LESモデル



(c) k-ω系低レイノルズ数モデル, LOW, LOPモデル

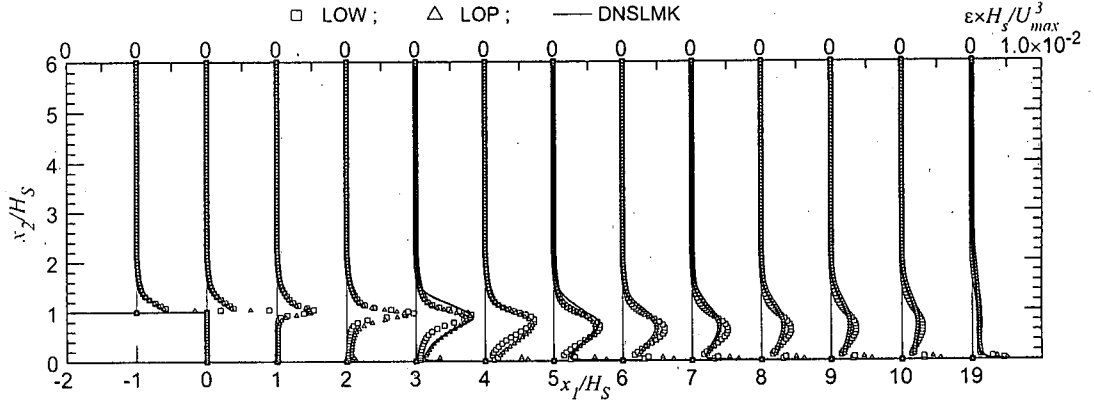


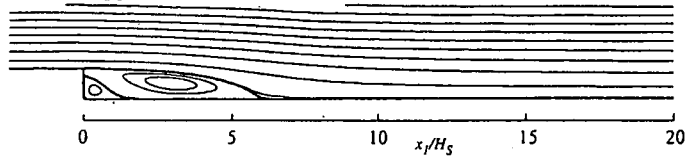
図-5 段落ち流れ計算のDNSによる検証, 散逸率分布

図-5は散逸率 ϵ の比較結果である。標準 $k-\omega$ モデルではやはり逆流域で過大予測になっているが、他のモデルは k の計算結果ほどモデル間の差はない。強いて言えば低 Re 数 $k-\omega$ 、特にLOPモデルが良い結果になっている。

ステップを過ぎる流れの計算では計算精度の目安として再付着点の位置の予測がよく比較される。平

均流速分布を見れば、再付着点の位置は必ずしも流速分布の予測の善し悪しを表してないことが判るが、流線の形状は大事であるので、本計算結果とDNSの比較を図-6に示す。これは流線関数の等値線を等間隔でプロットしたものである。DNS結果の剥離流線は各モデルでの計算結果にも破線で描いている。剥離流線で定義される循環域の長さは $k-\epsilon$ 系モデ

DNSLMK



----- DNSLMKの剥離流線

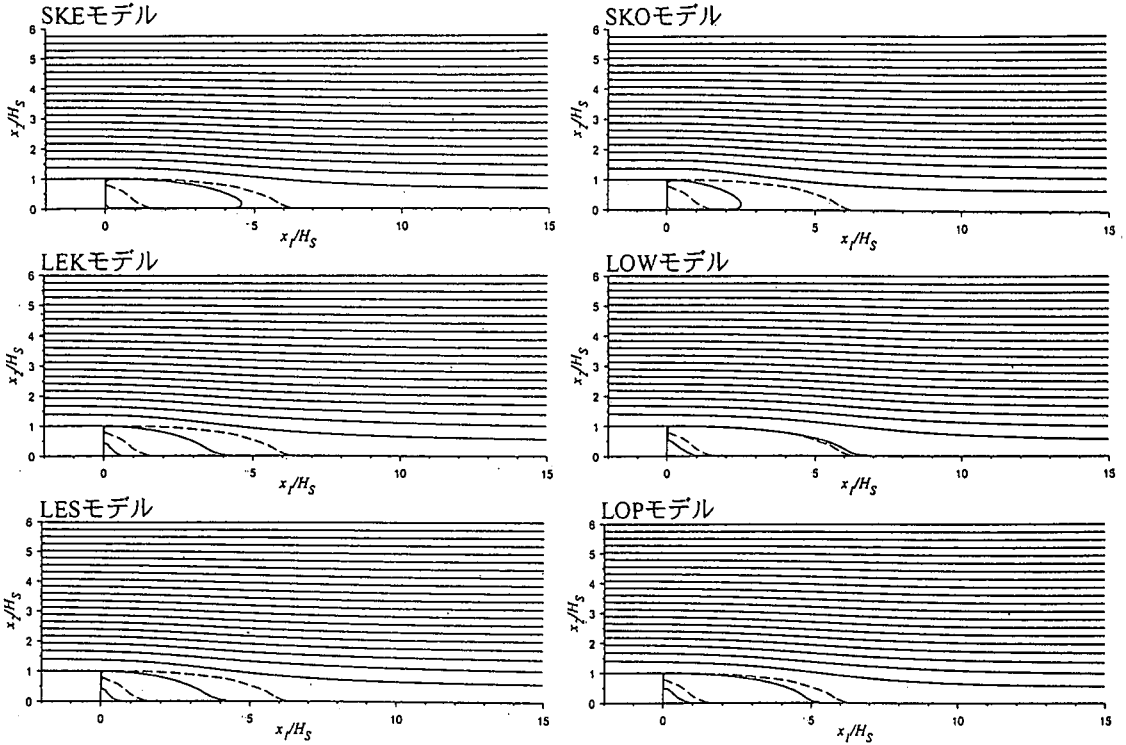


図-6 平均流の流線

ルによる結果がDNSに比べ短め、 $k-\omega$ 系モデルのLOPが短め、LOWはちょうど良い長さである。SKEモデルは長さはDNSに近いが、再付着点近くの形状、ステップ下の隅での2次剥離域がないなど、定性的に異なっている。

(2) 実験結果との比較

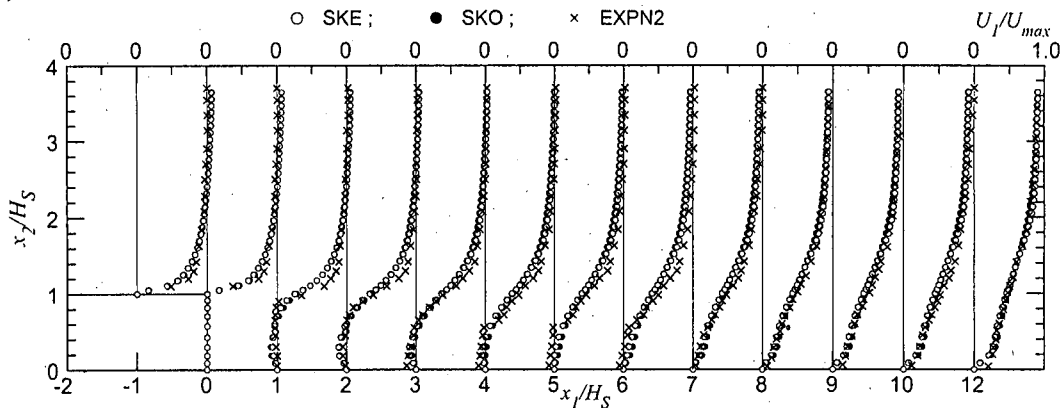
最後の検証ケースとして、レイノルズ数のやや高い、段落ち流れの実験との比較をする。瀬津・中川⁵⁾により発表されている最も詳細なもので、上流で $H/H_s=2.95$ のケースである。このケースについてはLEKモデル、LOWモデルを用いた計算は文献7)に発表されている。文献7)の計算では上流端は $x_1/H_s=-2$ にとられたが、これはステップに近すぎるので、本計算では流入条件は $x_1/H_s=-5$ に設定し、 $x_1/H_s=-1$ で実験結果に合うように $x_1/H_s=-5$ での流入条件を調節している。また本計算ではステップ鉛直壁も壁と

見なし、壁面減衰関数を評価している。計算結果と実験の比較は前節でのDNSデータとの比較と同様に図-7、図-8、図-9に平均流速、乱流エネルギー、散逸率の計算結果を示す。

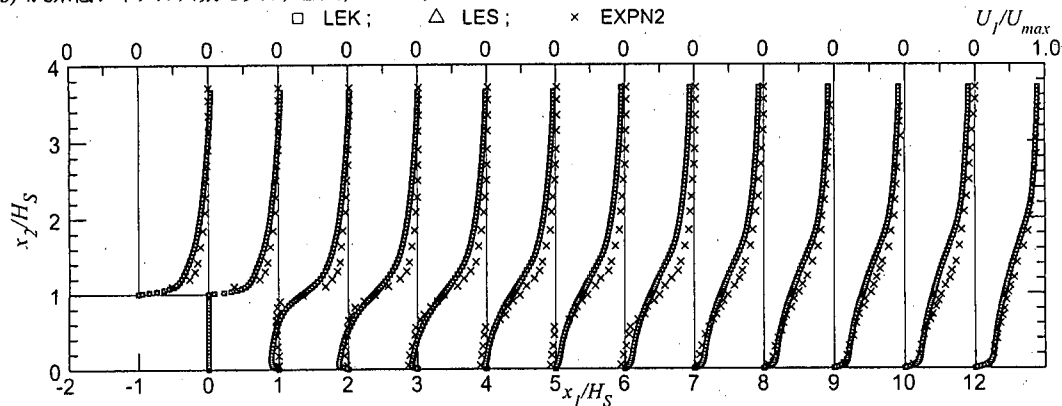
図-7の平均流速分布の比較は前節のDNSとの比較と同じ傾向を示し、 $k-\epsilon$ 系モデルではステップ角で剥離したせん断層の広がりが速く、再付着点がステップに近くなり過ぎている。SKOの計算結果はDNSとの比較と異なり実験と良く合っている。全体的にはこの場合もLOPモデルが実験と非常に良く合っている。

図-8の k の結果では全てのモデルでの計算結果で剥離せん断層内でのピークが実験よりやや小さめであるがやはり低 Re 数 $k-\omega$ モデルの結果は良く実験と合っている。実験では $\overline{u_3^2}$ は計測されておらず、 $\overline{u_3^2}=\overline{u_2^2}$ と仮定されているので正確な評価は出来ないが、 $k-\epsilon$ モデルの結果は壁面近傍で大きく予測

(a) 標準モデル, SKE, SKOモデル



(b) $k-\epsilon$ 系低レイノルズ数モデル, LEK, LESモデル



(c) $k-\omega$ 系低レイノルズ数モデル, LOW, LOPモデル

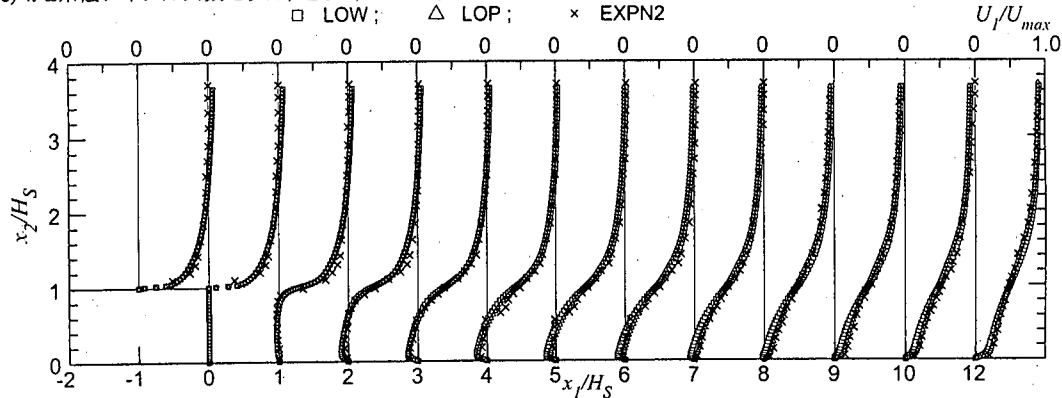


図-7 段落ち流れ計算と実験の比較, 平均流速分布

されている。

図-9は散逸率の計算結果である。実験データがないので、モデル間の比較のみである。低 Re 数 $k-\epsilon$ モデルは底面でピークがあるが、低 Re 数 $k-\omega$ モデルでは底面からやや離れた位置にある。標準モデルではこの領域は計算されていない。

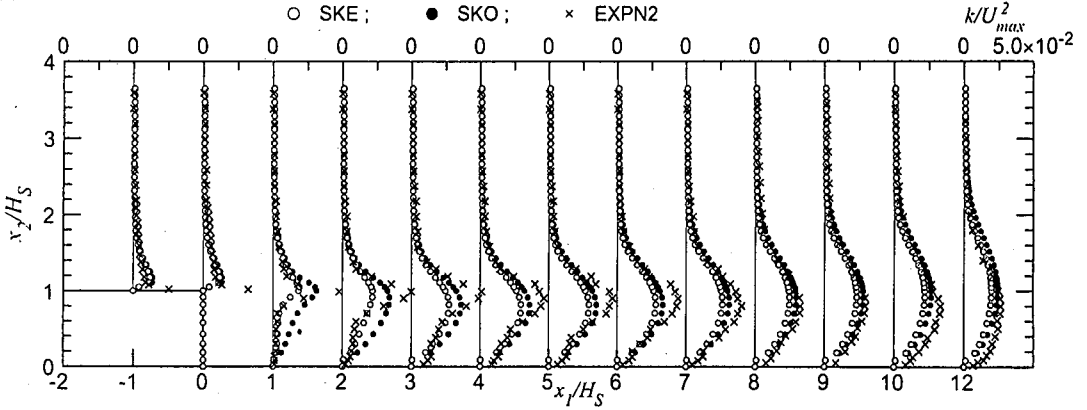
図-10は平均流の流線を実験値と比較している。前節のDNSとの比較と同様、循環域の長さは

SKO, LEK, LESが短く、LOWでは長くなっている。

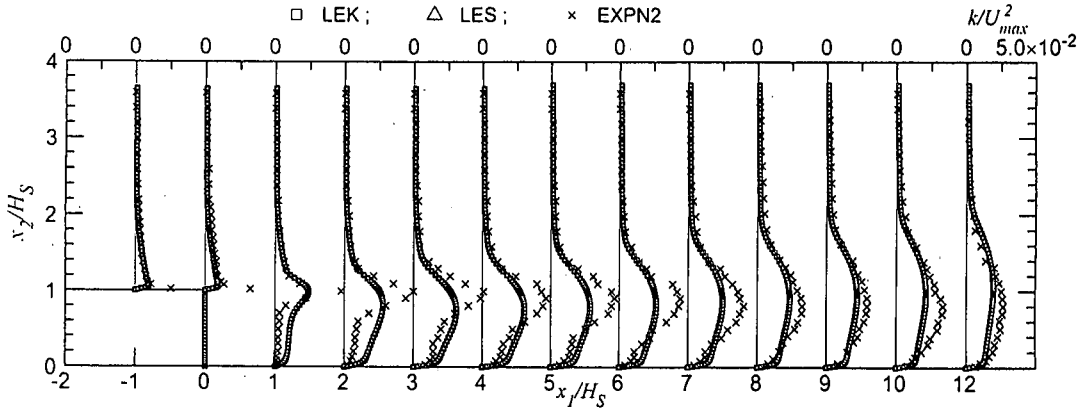
SKEとLOPはDNSに近い結果であるが、標準モデルでは剥離流線の再付着点近傍の形状が異なり、ステップ下の2次剥離域がない。やはりLOPモデルが最も実験に近い結果になっているのが分かる。

本計算では水面の位置は未知として計算している。水面の位置は実験でも計測されているので図-11にステップの位置での水面の位置からの増分と

(a) 標準モデル, SKE, SKOモデル



(b) k - ϵ 系低レイノルズ数モデル, LEK, LESモデル



(c) k - ω 系低レイノルズ数モデル, LOW, LOPモデル

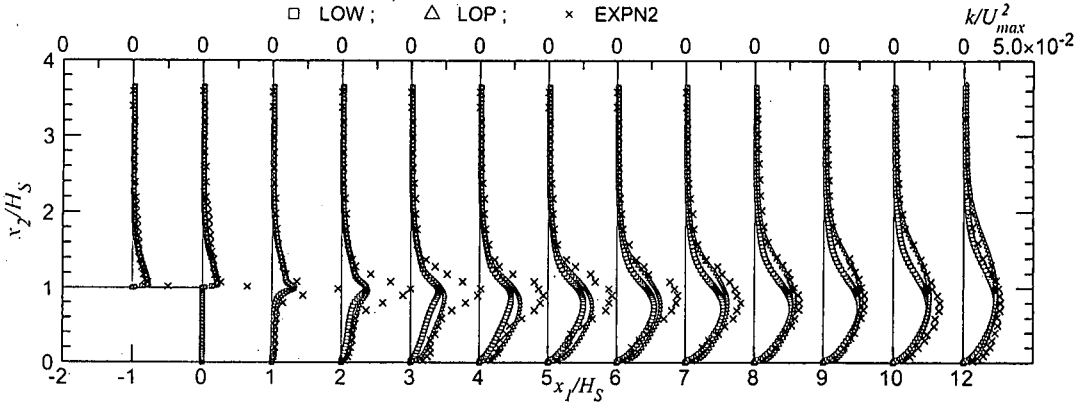


図-8 段落流れ計算と実験の比較, 乱流エネルギー分布

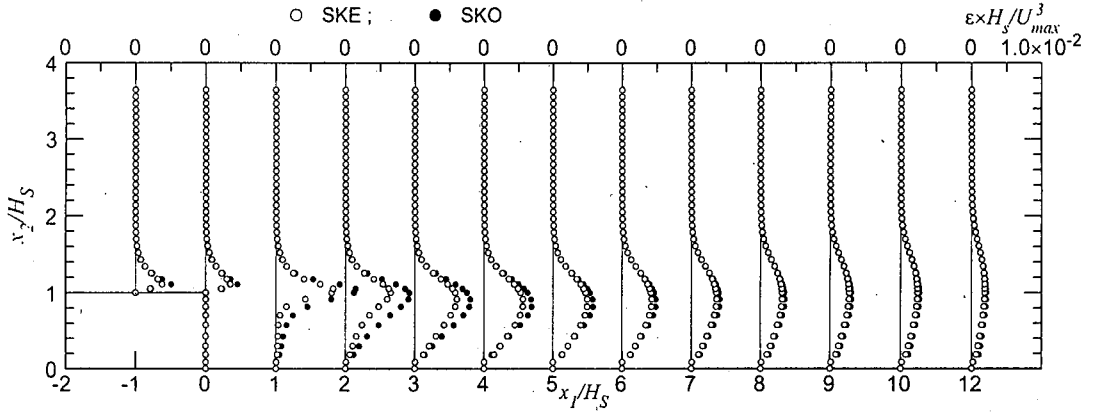
して, 計算結果を実験値と比較している。水面上昇高は全てのモデルで $0.05H_s$ 程度で実験と良く合っているが, 上昇する位置は実験より上流側になっている。文献7)の計算では計算領域の上流端がステップに近すぎたこともあり, 水面上昇はかなり過小予測となっていた。上昇勾配はモデルにより異なり, 循環域が短く計算されているモデルでは水面上昇も早くになっている。低 Re 数 k - ω モデルのLOWモデルが実験値

に近い結果になっている。詳細が合っていないのは水面の式(4)で, 水面変動と速度変動の相関項を無視したためかどうかは不明である。

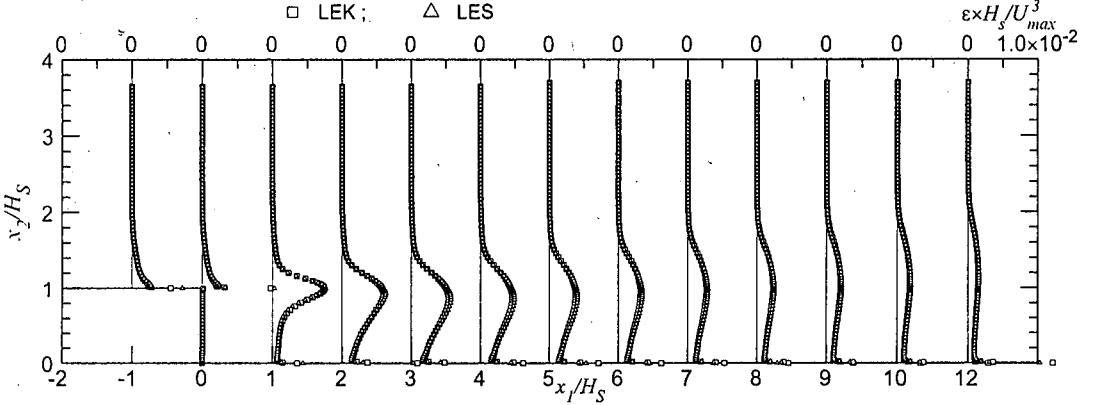
8. モデルの評価と考察

以上の計算結果のDNSによる詳細検証, 実験結果と

(a) 標準モデル, SKE, SKOモデル



(b) k-ε系低レイノルズ数モデル, LEK, LESモデル



(c) k-ω系低レイノルズ数モデル, LOW, LOPモデル

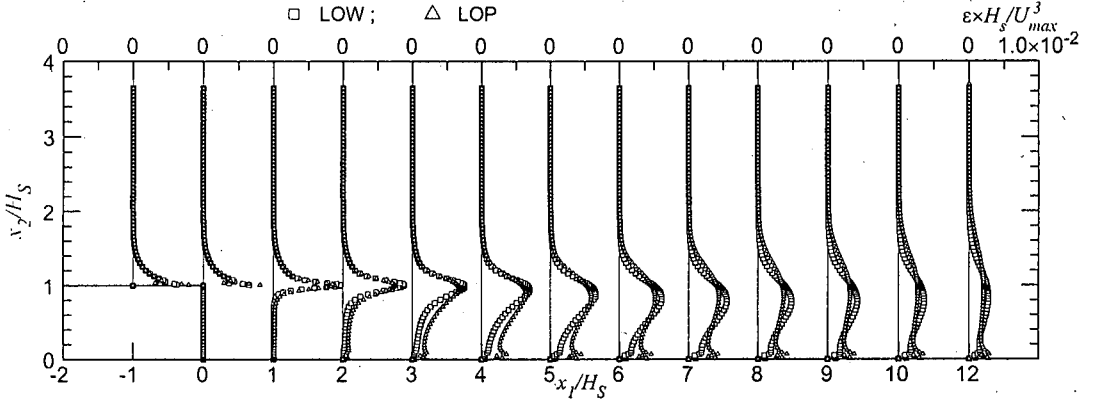


図-9 段落ち流れ計算と実験の比較, 散逸率分布

の比較により, モデルの精度, 有用性を考察する。まず一般的に成立しない壁関数を用いる標準モデルでも, 平均流速の予測は, 計算領域, 計算格子の取り方である程度の結果は得られる。これは既に瀬津・中川⁵⁾により確かめられている。ただ壁近傍に計算格子を取れないため, 格子依存性が高く, また壁関数の適用の仕方にも依存するので, 汎用性があるとは言えない。

近年精力的に改良されている低 Re 数 $k-\epsilon$ モデルは, 検証に使われている平坦水路流では優れた予測性があるが, モデルが調節されていない段落ち流れでは必ずしも精度ある結果にはなっていない。むしろ ϵ の壁面近傍での挙動は正確に再現はしないが, $k-\omega$ モデル, 特にクロス拡散項を含めたPeng et al.¹²⁾は平坦開水路, 段落ち流れの低 Re 数, 高 Re 数ケースとも良い予測性を見せている。これは, 壁近傍流れの

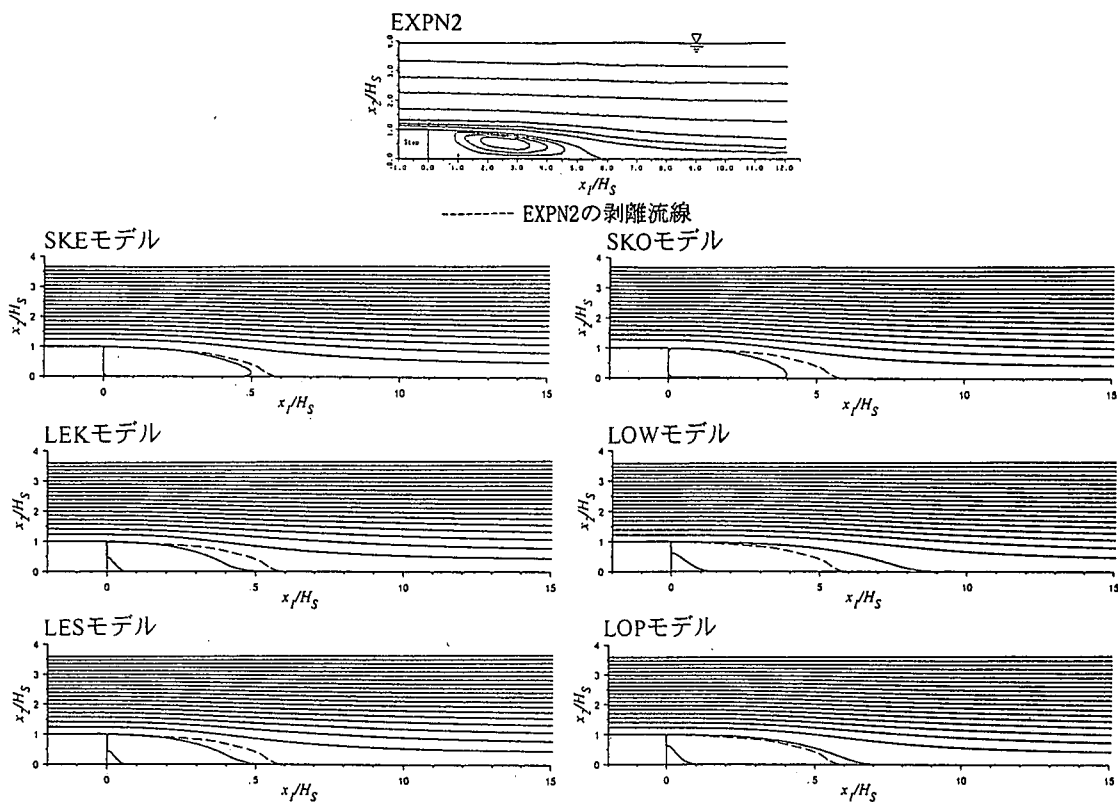


図-10 平均流の流線

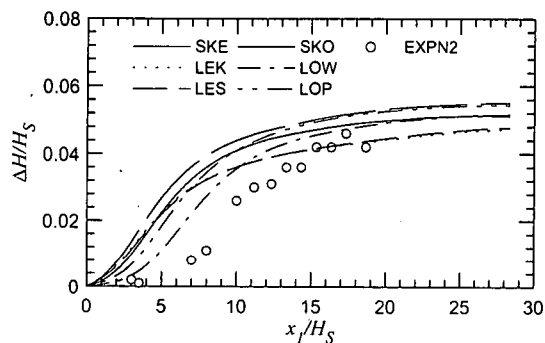


図-11 水面形の計算結果と実験値

予測は主流領域である高 Re 数領域の計算に適切な境界条件を与えるものであれば良く、壁関数にとって代わるものであれば良い事を意味している。 $k-\epsilon$ モデルはモデル式が込み入り複雑になっており、計算格子も壁近傍で、密にとらねばならない。これは高 Re 数実用流れに適用するには大きな制約、あるいは計算負荷を意味する。さらには格子のとり方、初期条件の設定の仕方により、収束が悪く計算時間が

長くかかったり安定な計算が行えない場合もあった事を考えると有用性は劣っているといえる。低 Re 数 $k-\omega$ モデルでは壁面近傍の ω の計算が簡略化出来、計算負荷も多くなく、数値計算も非常に安定しており、壁面方向が急変する角のあるステップでも境界条件の設定も簡単である。本計算からは $k-\omega$ モデルが最も有用性ある2方程式モデルであると言える。

もちろん等方性渦粘性の限界もあり、例えば、レイノルズ応力の方向の予測等は十分ではない。更に一般化するため非線形³⁾、非等方⁴⁾、非局所²³⁾などのモデルが提唱されているが、今後綿密な検証が必要である。

9. 結論

現在でも実用には最も広く用いられている2方程式乱流モデルは、壁面近傍の低 Re 数領域を巧くモデル化する事によりその適応範囲が大きく広がると期待され、多数の低 Re 数乱流モデルが提案されてき

た。特に近年のDNSデータベースなどを基に構築、調整されたものは従来モデルに比べ、計算量は増えるが、少なくとも検証されている場合は、これまでは期待できなかった高精度な予測結果が得られる事が示されている。しかし、それまでのモデル同様、検証された範囲外の流れではどのような予測結果が得られるかは不明であった。この不明点について本研究での結論は次のようにまとめられる。

壁面近傍を正確にモデル化する低 Re 数モデルを用いる事により一般的流れにも適用可能になるが、必ずしも床面近傍低レイノルズ数領域での ϵ の挙動を正確に再現するものが全体の予測精度を良くするとは限らない。本計算結果によれば水面近傍での減衰を考慮した低レイノルズ数 $k-\omega$ モデルが全ての場合を通じて良い結果を示し、数値計算の安定性からも最も有用性があると判断される。標準モデルでも壁関数の適用の仕方によりある程度の結果が得られるが、壁からの第一点目の計算点のとり方、摩擦速度の決定の仕方により結果が大きく影響され、これは偶然と見るべきである。何れのモデルでも水面近傍の乱れ減衰性を何等かの方法で反映する必要はある。

参考文献

- 1) Launder, B.E. and Spalding, D.B.:The Numerical Computation of Turbulent Flows, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 103, pp.456-460, 1974.
- 2) Rodi, W. and Mansour, N.N.:Low-Reynolds number $k-\epsilon$ modelling with the aid of direct simulation data, *J. Fluid Mech.*, Vol. 250, pp.509-529, 1993.
- 3) Craft, T.J., Launder, B.E. and Suga, K.:Extending the applicability of eddy viscosity models through the use of deformation invariants and non-linear elements, *Proc. 5th Int. Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements*, pp.101-129, 1993.
- 4) Sofialidis, D. and Prinos, P.:Development of a Non-linear, Strain-sensitive $k-\omega$ Turbulence Model, *Proc. 11th Symp. on Turbulent Shear Flows*, pp.P2.89-P2.94, 1997.
- 5) 瀬津家久, 中川博次:開水路段落ち流れの乱流構造に関する実験及び数値計算,第33回水理講演会論文集, pp.469-474, 1989.
- 6) Tominaga, A., Liu, J. and Nagao, M.:Numerical Study of Turbulent Structure over Strip Roughness in Open Channel Flow Using a Low Reynolds Number Turbulence Model, *J. of Hydraul., Coast. and Environ. Eng.*, No.521/II-32, pp.227-237, 1995.
- 7) 福知正高, 中山昭彦:低レイノルズ数乱流モデルを用いた開水路段落ち流れの計算, *水工学論文集*第42巻 pp.471-476, 1998.
- 8) Bradshaw, P., Launder, B.E. and Lumley, J.L.:Collaborative Testing of Turbulence Models, *J. Fluids Engng.* Vol. 118, pp.243-247, 1996.
- 9) Kawamura, H. and Kawashima, N.:A proposal of $k-\epsilon$ model with relevance to the near wall turbulence, *Proc. Int Symp. on Turbulence, Heat and Mass Transf.*, pp.P.I.1.1,1-P.I.1.4, 1994.
- 10) 島田昌也, 長野靖尚:直接シミュレーションに基づく温度場2方程式モデルの構築, 第8回数値流体力学シンポジウム講演論文集, pp.341-344, 1994.
- 11) Wilcox, D.C.:*Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, Inc. La Canada, 1993.
- 12) Peng, S.-H., Davidson, L. and Holmberg, S.:A Modified Low-Reynolds-Number $k-\omega$ Model for Recirculating Flows, *J. Fluids Engng.* Vol. 119, pp.867-875, 1997.
- 13) Jones, W.P. and Launder, B.E.:The Calculation of Low-Reynolds-Number Phenomena with a Two-Equation Model of Turbulence, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.16, pp.1119-1130, 1973.
- 14) 瀬津家久, 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.
- 15) Naot, D. and Rodi, W.:Calculation of Secondary Currents in Channel Flow, *J. Hydraulics Div.*, ASCE, Vol. 108, HY-8, pp.948-968, 1982.
- 16) 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.
- 17) 瀬津家久, 中川博次:一般開水路および閉管路の三次元乱流構造に関する研究, *土木学会論文集*, 369/II-5, pp.89-98, 1986.
- 18) 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, pp.115-125, 1993.
- 19) Handler, R.A., Swain, T.F. Jr., Leighton, R.I. and Swearingen, J.D.:Length Scales and the Energy Balance for Turbulence Near Free Surface., *AIAA J.*, Vol. 31, pp.1998-2007, 1993.
- 20) Nagaosa, R. and Saito, T.:Turbulence structure and scalar transfer in stratified free-surface flows, *AIChE J.*, Vol. 43, pp.2393-2404, 1997.

- 21) 瀬津家久, 中山忠暢: 自由水面近傍の乱流構造と水面変動との関連性に関する研究, 土木学会論文集, 593 /II-43, pp.69-78, 1998.
- 22) Le, H., Moin, P. and Kim, J. :Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step, *J. Fluid Mech.*, Vol. 330, pp.349-374, 1997.
- 23) Nakayama, A. and Bandou, M.:Incorporation of Nonlocal Effects in Two-Equation Models, *Proc. Int. Symp. on Math. Model of Turb. Flows*, pp.25-30, 1995.

(1998. 9.10 受付)

EVALUATION OF LOW-REYNOLDS-NUMBER TURBULENCE MODELS AS APPLIED TO THE PREDICTION OF OPEN CHANNEL FLOWS

Akihiko NAKAYAMA and Satoshi YOKOJIMA

Two representative Low-Reynolds number models from two most widely used groups of two-equation turbulence models, together with their respective original standard models, have been put to detailed examination based on comparisons with DNS and experimental data on two-dimensional open channel flows. It has been found that recent fine adjustments to reproduce the DNS data in near-wall low-Reynolds number regions do not necessarily improve prediction of general flows with free surface in complex geometry. Appropriate treatment of the free-surface effects is more important. The low-Reynolds number version of the $k-\omega$ model showed the best predictive accuracy in the present study.