

神戸大学自然科学研究科 正会員 中山 昭彦
 神戸大学工学部 学生員 ○横嶋 哲

1. はじめに

工学で応用される流れの計算には2方程式モデルの標準型 $k-\varepsilon$ モデルの適用が圧倒的だが、十分乱れた流れ場を対象に開発されたモデルであるため壁面近傍は計算を行わず壁関数を用いる。しかし一般の複雑な流れがこの壁関数を満足することは少なく、精度良い予測を得るには壁面まで計算可能な低レイノルズ数乱流モデルが必要となる。近年巧妙なモデルが開発され、単純な流れのDNSデータによりその予測精度が確認されているが、これらを開水路の計算に応用するにあたっての問題点は不明である。自由水面が乱流に及ぼす影響は乱れエネルギーの減衰や乱れの長さスケールの減少等が指摘されているが¹⁾、定量的には解明されていない。Komori et al.²⁾によるDNSでは水面に垂直方向の乱れは減衰するが、水平方向の乱れが増加し、和としての乱れエネルギーは逆に増加している。異方向性が強まることは確かだが、水面近傍での乱流諸量に関する信頼できるデータの不足のため導入すべき仮定や境界条件の取り扱いに議論の余地を残している。そこで本研究は単純開水路を対象流れ場とし、まずレイノルズ数の比較的低い流れにおいて、近年開発されている2方程式低レイノルズ数乱流モデルを用いて計算を行い、DNSデータ、実験値と比較することにより乱流モデル及び水面境界条件の違い、水面の減衰効果の考慮が予測性能にどのように影響するか詳細な検討を行った。次にその結果を受けて、高レイノルズ数流れの計算を行い、実験値と比較する事により2方程式低レイノルズ数乱流モデルの開水路乱流に対する予測精度、問題点等を検討した。

2. 修正モデル基礎式と計算法

検討する乱流モデルは壁面漸近挙動を精度良く再現する Kawamura & Kawashima³⁾による $k-\tilde{\varepsilon}$ モデル(KK)、壁面漸近挙動は忠実に再現しないが、内層外層に渡って柔軟な予測性がある Wilcox⁴⁾による低レイノルズ数 $k-\omega$ モデル(WL)、減衰関数が壁面摩擦速度に依存しないため、剥離及び再付着を伴う流れ場に対しても適用できる島田、長野⁵⁾による $k-\tilde{\varepsilon}$ モデル(SN)である。これらの基礎式は参考文献に詳しくあるのでここでは修正部分のみ記述する。いずれのモデルも渦粘性近似

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t (\partial U_i / \partial x_j + \partial U_j / \partial x_i) - 2/3 \cdot k \delta_{ij} \quad (1)$$

を用いるが、開水路流では水面で圧力、せん断応力ともゼロとなるにも拘らず、速度勾配は有限となる現象をこのモデルで再現するには渦動粘性係数 ν_t が水面でゼロとなる必要がある。実験⁷⁾によればこの ν_t の減衰はレイノルズ数、フルード数に影響されないので本計算では ν_t を求める際に式(2)で表される減衰関数 f_s を乗じた。

$$f_s = 1 - \exp\{(y-h)/0.2h\} \quad (2)$$

ここで、 h は水深である。また、用いた境界条件を表-1に示す。数値計算は表-2に示す条件下で、仮定した初期値と流入条件

を用い2次元非定常計算を行い収束解を算出した。

表-1 境界条件

<壁面境界条件>	
$U_1 = 0, U_2 = 0$	(3)
$k = 0, \tilde{\varepsilon} = 0$	(4)
$\omega = 2.500v/k_R^2, k_R < 5$	
k_R : 粗度高さ	
$\omega = 6v/\beta x_2, x_2^+ < 2.5$	(5)
<水面境界条件>	
運動学的条件	
$\partial h / \partial t + U_1 \partial h / \partial x_1 = U_2$	(6)
動力学的条件	
$p_h = p_0, p_0$: 大気圧, $\tau_h = 0$	(7)
添字 h は水面上の物理量を意味する	
乱流諸量に関する条件	
$\partial k / \partial x_2 = 0$	(8)
・ symmetry B.C.	
$\partial \varepsilon / \partial x_2 = 0, \partial \omega / \partial x_2 = 0$	(9)
・ dissipation B.C. ⁹⁾	
$\varepsilon = C_\varepsilon^{3/4} k^{3/2} / 0.07 h \kappa$	(10)
$\omega = \beta^{-1/4} k^{1/2} / 0.07 h \kappa$	

表-2 計算条件

	Komori et al. ²⁾ DNS(1993)	楠津 ⁷⁾ による実験(1977)	Nezi & Rodi ⁹⁾ Exp.(1986)
レイノルズ数	$Re_\tau = u_\tau h / \nu = 160$	$Re_h = U_m h / \nu = 30000$	$Re_h = U_m h / \nu = 23000$
フルード数	$Fr = U_m / \sqrt{gh} = 0.0735$	$Fr = U_m / \sqrt{gh} = 0.43$	$Fr = U_m / \sqrt{gh} = 0.077$
計算格子	不等間隔 30 × 45	不等間隔 40 × 120	不等間隔 40 × 120

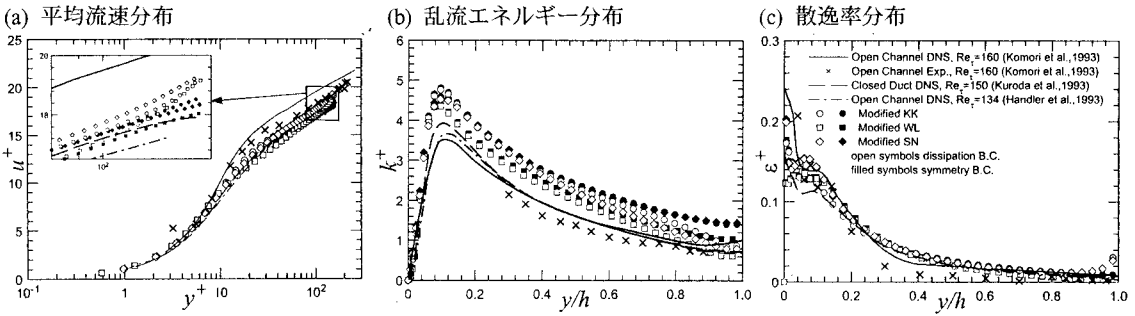


図-1 Komori et al.²⁾による DNS 結果との比較

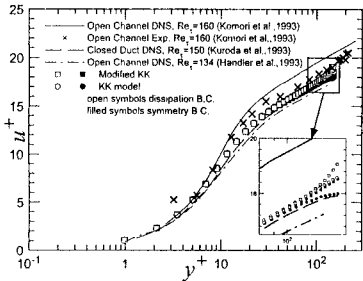


図-2 平均流速分布における減衰関数 f_s の効果

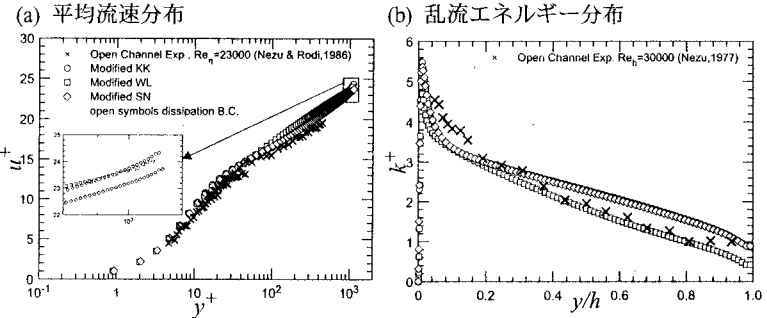


図-3 禰津⁷⁾, Nezu & Rodi⁷⁾による実験結果との比較

3. 計算結果と考察

計算結果の平均流速、乱流エネルギー、散逸率を壁面摩擦速度、動粘性係数で無次元化したものを図に示す。図-1はKomori et al.¹⁾によるDNSとの比較であるが、平均流速はいずれもDNSに比べて低いが実験結果には近い予測を得た。Komori et al.¹⁾による開水路DNSとKuroda et al.⁸⁾による閉管路DNSとの比較では、水面の有無により平均流速に大きな差がみられる。これが、水面の存在が壁面近傍の流れに影響を与えることを意味するのかどうかについては現在検討中である。乱流エネルギーの予測はいずれもDNSに比べて高い。一方散逸率については壁面近傍でDNSに比べて低くなっている。これは壁面近傍での散逸率の過小評価によって乱流エネルギーが過大予測され、それが水面近くまで拡散されたため、断面全体に渡って乱流エネルギーの予測がDNSに比べて高くなったと考えられる。図-2に水面近傍の v_x の減衰を考慮した場合としない場合の比較を示す。減衰を考慮した場合には水面極近傍まで流速勾配が有限値をとるという開水路の特性の再現が確認できた。また境界条件として散逸境界条件を用いた場合に、水面近傍で乱流エネルギーが減少し、散逸率が増加するという指摘¹⁾を再現できるが、DNSの傾向と異なり、今後の検討課題である。図-3は禰津⁷⁾, Nezu & Rodi⁷⁾による実験結果との比較であるが、平均流速分布に関してはSNモデルが、乱流エネルギー分布についてはWLモデルが最も実験結果に近い予測を得た。WLモデルは式があまり複雑でなく、計算の安定性も他の2つのモデルより高いため、複雑境界を有する流れへの適用にも十分期待を抱かせる結果となった。

参考文献

- 1)河原,東京大学土木工学科,水工学シリーズ92-A-1,1992.
- 2)Komori,Nagaosa,Murakami,Chiba,Ishii & Kuwahara,*Phys. Fluids A* 5,p.115,1993.
- 3) Kawamura & Kawashima,*Proc. Int. Symp. on Turb. Heat and Mass Trans.*,P.1.1.1, 1994.
- 4)Wilcox:*Turbulence Modeling for CFD*,DCW Industries,Inc.,1993.
- 5)島田・長野,第8回数値流体力学シンポジウム講演論文集,p.341,1994.
- 6)Naot & Rodi,*J Hydraulics Div.*,ASCE,**108**,No.HY8.,p.948,1982.
- 7)Nezu & Nakagawa:*Turbulence in Open-Channel Flows*,IAHR -Monograph,Balkema,1993.
- 8)Kuroda,Kasagi & Hirata,*Proc. 9th Symp. on Turb. Shear Flows*,p.8.4.1, 1993.
- 9)Handler,Swan Jr,Leighton & Swearingen,*AIJA J.*,**31**,p.1998,1993.