

複雑乱流場を高精度で予測し得る新しい乱流モデル

安倍賢一

A New Turbulence Model for Predicting Complex Turbulent Flows

Ken-ichi Abe

要 旨

自動車まわりに発生する複雑な流れの計算を高精度で行うために、従来よりも格段に適用範囲の広い、新しい2方程式 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを開発した。本モデルは、 $k-\varepsilon$ モデルの上位モデルである応力モデルの知見を適切に取り込むことにより、従来の標準的な $k-\varepsilon$ モデルでは困難であった、壁乱流と一様せん断乱流の両方に対する高精度の解析が可能となっている。さらに、これまで蓄積してきた $k-\varepsilon$ モデルの壁面近傍への拡張技術も考慮することにより、本モデルは適用範囲の広い高精度の低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルとして仕上げられている。本

稿では、新しく開発した乱流モデルの具体的な表現を示すとともに、これを一様せん断乱流、吹き出し・吸い込みを伴うチャンネル乱流、およびはく離流れの代表であるバックステップ乱流に適用し、対応する実験結果との比較から複雑乱流場における本モデルの有効性を確認する。さらに、計算結果を用いて行った乱流モデルの特性に関する検討から得られた、低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルの今後の発展に関係する幾つかの有用な知見についても併せて報告する。

Abstract

A new two-equation turbulence model which incorporates some essential characteristics of second-order closure models is proposed. The present model takes into account low-Reynolds-number effects originating from the physical requirements. The model quite successfully predicts both wall-turbulent and homogeneous shear flows, the latter of which has been very difficult to simulate with existing two-equation turbulence models. Channel flows with injection and

suction at wall surfaces, and separated and reattaching flows downstream of a backward-facing step are also calculated. Comparisons of the computational results with the measurements indicate that the present model is effective in calculating complex turbulent flows of technological interest. Furthermore, the low-Reynolds-number model functions are re-evaluated from the computational results, yielding some insights into further development of this kind of turbulence models.

キーワード

乱流モデル，壁乱流，一様せん断乱流，吹き出し・吸い込み，圧力勾配，はく離・再付着

1. はじめに

自動車まわりに発生する流れを高精度で解析するためには、はく離・再付着に代表される様々な要因を伴う複雑な乱流現象を適切に取り扱うことのできるモデリング技術（乱流モデル）が不可欠で

ある。現在実用レベルにおいてこのような乱流場を予測する際には、計算精度と計算コストのバランスから、乱流エネルギー k とその散逸率 ε を乱れの特性量として解く $k-\varepsilon$ モデルが最もよく利用されている。 $k-\varepsilon$ モデルは、1980～81年にかけて開催されたスタンフォード会議¹⁾においてその有効性と

問題点が明らかにされ、それ以降多くの研究者によって様々な改良が加えられてきた。特に最近では、レイノルズせん断応力 ($\overline{u'v'}$, u, v はそれぞれ壁に沿う方向、壁に垂直な方向の変動速度) の正しい壁面漸近挙動の再現を目的に開発されたモデル (低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル, 以下低 Re 数型モデル^{2, 3)}) を基に、はく離・再付着を伴う乱流場にも適用し得るように改良されたもの⁴⁾ や、乱流エネルギーおよび散逸率の収支に至るまで直接シミュレーション (DNS)⁵⁾ の結果を高精度で再現するモデル⁶⁾ が提案されている。

しかしながら、渦粘性近似の不完全さに起因する幾つかの重要な問題点が、完全には解決されないまま現在に至っているのも事実である。その一つとして挙げられるのが、チャンネル乱流のような「壁乱流」と一様せん断乱流のような「自由乱流」を、同一モデル (ならびに同一モデル定数) で高精度で予測することが困難なことである。例えば、壁乱流用に最適化されたモデル定数を用いて一様せん断乱流の計算を行った場合、その予測精度が著しく低いことはよく知られている⁷⁾。

このような背景をもとに本稿では、先にAbeら⁴⁾ が提案した低 Re 数型モデルに改良を加え、壁乱流と一様せん断乱流の両方に適用することのできる新しいモデルを構築する。まず、このモデルをチャンネル乱流と一様せん断乱流に適用し、対応するDNS⁵⁾ および実験結果⁸⁾ と比較することによりモデルの基本的な精度を確認する。次に、壁からの吹き出し・吸い込みを伴うチャンネル乱流やはく離流れの代表であるバックステップ乱流に本モデルを適用し、複雑乱流場における本モデルの有効性を示す。さらに、計算結果から得られた情報をもとに壁面近傍における乱流モデルの挙動について検討を行い、本モデルの今後の発展の方向についても併せて議論する。

なお、本稿中に現れる「実現性 (realizability)」という言葉は、「対象としている場において非等方テンソル $_{ij} (= \overline{u_i u_j} / 2k - \delta_{ij} / 3)$ の対角成分 (b_{11}, b_{22}, b_{33}) が $-1/3 \leq (b_{11}, b_{22}, b_{33}) \leq 2/3$ の範囲にある」という意味で用いられている。ここで、 $\overline{u_i u_j}$ はレイノルズ応力テンソルであり、 u_i は i 方向速度の変動成分を表す。

2. 新しい2方程式モデルの提案

2.1 速度場モデルの基本構成

非圧縮性の乱流場を低 Re 数型モデルにより求める場合の基礎方程式は、次式で与えられる^{3, 4)}。

$$\overline{U_i}, i = 0 \quad (1)$$

$$D\overline{U_i} / Dt = -\overline{P_{,i}} / \rho + (v\overline{U_{i,j}} - \overline{u_i u_j})_{,j} \quad (2)$$

$$k / Dt = -\overline{u_i u_j} \overline{U_{i,j}} - \varepsilon + \{vk_{,j} - (\overline{u_i u_i} / 2 + p / \rho) u_{j,i}\}_{,j} \quad (3)$$

$$D\varepsilon / Dt = -C_{\varepsilon 1} (\varepsilon / k) \overline{u_i u_j} \overline{U_{i,j}} - C_{\varepsilon 2} f_\varepsilon \varepsilon^2 / k + \{v\varepsilon_{,j} - v u_{i,k} u_{i,k} u_{j,i} - (2v / \rho) p_{,i} u_{j,i}\}_{,j} \quad (4)$$

ここで式中の $\overline{U_i}$ は i 方向の平均速度、 $\overline{P}$ は平均圧力、 p は変動圧力、 ρ は密度、 v は動粘性係数を表す。なお、式中の下付き記号 $\phi_{,i}$ は変数 ϕ の i 方向座標 x_i による微分を、また D / Dt は実質微分をそれぞれ表している。

以下ではまず最初に、Speziale⁹⁾ の非等方 $k-\varepsilon$ モデルに改良を加え、Pope¹⁰⁾ やGatski-Speziale¹¹⁾ が示した代数近似された応力モデル (ASM) の陽的表現の効果を組み込んだ新しいモデルの基本表式を構築する。Speziale⁹⁾ の非等方 $k-\varepsilon$ モデルにおけるレイノルズ応力テンソルは、Oldroyd微分の実質微分項を省略すると次式のように書ける。

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - 2\nu_t S_{ij} - 4C_D \frac{v_t^2}{k} (S_{ik} \Omega_{kj} - \Omega_{ik} S_{kj}) + 4C_D \frac{v_t^2}{k} \left(S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} S_{mn} S_{mn} \delta_{ij} \right) \dots\dots\dots (5)$$

ここで $S_{ij} [= (\overline{U_{i,j}} + \overline{U_{j,i}}) / 2]$ はひずみ速度テンソル、 $\Omega_{ij} [= (\overline{U_{i,j}} - \overline{U_{j,i}}) / 2]$ は渦度テンソルである。また、 ν_t は渦粘性で以下のように表される。

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

式(6)中に現れる f_μ および式(4)中の f_ε は、構築したモデルを壁乱流へ適用する際に、壁面効果を適切に反映させるために導入するモデル関数^{3, 4)} である (後述)。ここで、 b_{ij} , S_{ij} , Ω_{ij} を、モデル定数 C_D と特性タイムスケール (ν_t / k) を用いて、

$$b_{ij}^* = C_D b_{ij}, \quad S_{ij}^* = C_D (\nu_t / k) S_{ij}, \quad \Omega_{ij}^* = 2C_D (\nu_t / k) \Omega_{ij}, \quad (7)$$

のように無次元化すると、式(5)は以下のような表現に書き換えることができる [標準モデル

(Standard Model) と呼ぶ]。

$$b_{ij}^* = -S_{ij}^* - (S_{ik}^* \Omega_{kj}^* - \Omega_{ik}^* S_{kj}^*) + 2 \left(S_{ik}^* \Omega_{kj}^* - \frac{1}{3} S_{mn}^* S_{mn}^* \delta_{ij} \right) \quad (8)$$

一方, Pope¹⁰⁾ が示したASMにおけるレイノルズ応力テンソルの陽的な表式は, 式(8)と同様の変数を用いて以下のように書くことができる。

$$b_{ij}^* = \frac{3}{3 + 6\Omega^{*2} - 2S^{*2}} \left\{ -S_{ij}^* - (S_{ik}^* \Omega_{kj}^* - \Omega_{ik}^* S_{kj}^*) + 2 \left(S_{ik}^* S_{kj}^* - \frac{1}{3} S_{mn}^* S_{mn}^* \delta_{ij} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots(9)$$

ここで, $S^{*2} = S_{mn}^* S_{mn}^*$, $\Omega^{*2} = \Omega_{mn}^* \Omega_{mn}^*$ である。式(8)と式(9)を比較してみると, 式(9)の { } 中の表現が, 式(8)と同一であることがわかる。このことは, 式(9)の { } の前にある係数と同等の効果をとり入れることにより, ASMと同レベルの予測精度を有する k - ε モデルの構築が可能であることを示唆する。そこで本研究では, 式(9)で表されるレイノルズ応力テンソルの表現を, 新しく構築する非等方 k - ε モデルの基本表式として採用する。ただし, 式(9)における { } の前の係数,

$$\frac{3}{3 + 6\Omega^{*2} - 2S^{*2}} \quad (10)$$

は, S^{*2} が増加すると分母が零 (または負) になり, 不適正な振る舞いを呈する危険性を有している。そこで本研究では, 係数の正值性を保証するとともに $S^{*2} \gg 1$ の状況でも実現性を満足させるような作用をする補正関数 f_B を導入し, 式(10)を以下のように修正した。

$$\frac{1}{1 + \frac{22}{3} \left(\frac{\Omega^{*2}}{4} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{\Omega^{*2}}{4} - S^{*2} \right)} f_B \quad (11)$$

f_B については, 必要な機能を有しかつできるだけ単純な関数形が好ましいことから, 以下のような表式を採用した。

$$f_B = 1 + C_\eta \left(\frac{\Omega^{*2}}{4} - S^{*2} \right) \quad (12)$$

ここで, C_η はモデル定数である。この補正関数 f_B の導入により, 従来のモデルでは実現性が破綻していた $S^{*2} \gg 1$ の状況でも実現性を満足させることが可能となった。

以上から, 本研究で提案するレイノルズ応力テンソルの非等方表現は, 最終的に以下ようになる。

$$b_{ij}^* = \frac{1}{1 + \frac{22}{3} \left(\frac{\Omega^{*2}}{4} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{\Omega^{*2}}{4} - S^{*2} \right)} f_B \left\{ -S_{ij}^* - (S_{ik}^* \Omega_{kj}^* - \Omega_{ik}^* S_{kj}^*) + 2 \left(S_{ik}^* S_{kj}^* - \frac{1}{3} S_{mn}^* S_{mn}^* \delta_{ij} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots(13)$$

次に, 式(3)と式(4)に現れる乱流拡散については, 一般化されたこう配拡散近似¹²⁾に基づき以下のように近似する。

$$\overline{(u_i u_j / 2 + p / \rho) u_j} = -C_s f_{t1} (v_t / k) \overline{u_j u_l} k_{,l} \quad (14)$$

$$v \overline{u_{i,k} u_{j,k} u_j} + (2v / \rho) \overline{p_{,i} u_{j,i}} = -C_\varepsilon f_{t2} (v_t / k) \overline{u_j u_l} \varepsilon_{,l} \quad (15)$$

ここで, C_s , C_ε はモデル定数, f_{t1} , f_{t2} はモデル関数である。

本モデルのモデル定数については, 以下のように決定した。まず C_μ と C_D については, せん断ひずみ ($\overline{U_{1,2}}$) のみが作用する場合において, $\overline{U_{1,2}} k / \varepsilon \gg 1$ の状況下で実現性が保証でき, かつ壁乱流の平衡解 ($\overline{U_{1,2}} k / \varepsilon \simeq 3.3$, $b_{12} \simeq -0.15$) および一様せん断乱流のそれ ($\overline{U_{1,2}} k / \varepsilon \simeq 6$, $b_{12} \simeq -0.15$)⁸⁾ の両方を満足するように, 本研究では $C_\mu = 0.12$, $C_D = 0.8$ を採用した。 C_η については, 2次元場で伸縮ひずみ ($\overline{U_{1,1}} = -\overline{U_{2,2}}$) のみが作用する場合に, ($\overline{U_{1,1}} k / \varepsilon$) の値にかかわらず実現性が保証でき, かつ f_B による補正の影響ができるだけ小さくなるように配慮し, $C_\eta = 5.0$ と最適化した。 C_ε については, 定応力層の関係式^{3, 4)} から $C_\varepsilon = 1.4$ を採用し, C_s については, k の分布が Kim ら⁵⁾ のDNSと合うように最適化し, $C_s = 1.4$ とした。 $C_{\varepsilon 1}$ と $C_{\varepsilon 2}$ については, 標準値³⁾ である $C_{\varepsilon 1} = 1.45$, $C_{\varepsilon 2} = 1.9$ を採用した。

2. 2 壁面近傍へのモデルの拡張

壁面効果を考慮するための低 Re 数型モデルのモデル関数については, 以下のようにモデル化した。まず f_μ および f_ε については, Abe ら⁴⁾ のモデルのものを基本とするが, 最近 Nagano-Shimada⁶⁾ により示された知見を考慮し若干の修正を行った。また, f_{t1} , f_{t2} についても Nagano-Shimada⁶⁾ の成果を取り入れ, 壁面近傍での乱流拡散が大きくなるようにモデル化している。このようにして決定された本モデルのモデル関数およびモデル定数を, Table 1 にまとめて示す。ここで, $\tau (= k^2 / \nu \varepsilon)$ は乱流レイノルズ数である。また, 表中のモデル関数に現れる壁からの無次元距離 n^* は, はく離・再付着を伴う

乱流場にも適用し得るように導入されたもので、Kolmogorovの速度スケール $u_\varepsilon = (\nu\varepsilon)^{1/4}$ を用いて $n^* = u_\varepsilon n / \nu$ と表される⁴⁾ なお、 n はすべての壁からの最短距離を表す。

3. 結果および考察

3.1 基本的な流れ場での検証

壁乱流と一様せん断乱流の予測が両立できるかどうかは、せん断強さ $(\bar{U}_{1,2}k/\varepsilon)$ に対する b_{ij} の挙動を調べることで確認できる。本モデル[式(13)]と標準モデル[式(8)]に関する $(\bar{U}_{1,2}k/\varepsilon)$ と b_{ij} の関係をFig. 1に示す。なお、図中の (HSF) および (WTF) は、それぞれ一様せん断乱流と壁乱流の状態に対応している。Fig. 1から明らかなように、標準モデルの b_{12} は $(\bar{U}_{1,2}k/\varepsilon)$ と比例関係にある。従って、異なるせん断強さ $(\bar{U}_{1,2}k/\varepsilon)$ であるにもかかわらずほぼ同レベルの b_{12} の値を与える壁乱流と一様せん断乱流の実験結果(前出)を、同時に正しく再現することは原理的に困難である。さらに、標準モデルでは、非等方性を考慮した場合に $\bar{U}_{1,2}k/\varepsilon \geq 5.5$ で b_{22} の実現性が破綻している。これに対して本モデルは、 $(\bar{U}_{1,2}k/\varepsilon)$ の値にかかわらず実現性を満足しており、実験結果との対応も良好である。Fig. 1から明らかなように、本モデルにより予測精度が大幅に改善された最大の要因は、 $(\bar{U}_{1,2}k/\varepsilon)$ と b_{12} の関係が線形でないという点にある。

Tavoularis-Corrsin⁸⁾ の実験条件に合わせて行った一様せん断乱流の計算から得られたレイノルズ応力の予測結果をFig. 2に示す。図から明らかなよう

に、レイノルズせん断応力 $(\bar{uv})$ の予測に関して、標準モデルに比べ本モデルの予測精度は格段に優れている。また、乱れの非等方性 $(\bar{uu}, \bar{vv}, \bar{ww})$ についても、本モデルの予測結果は実験結果⁸⁾ と良く対応している。

基本的な壁乱流における本モデルの予測精度を確認するために、2次元チャネル乱流の計算を行い、得られた結果をKimら⁵⁾ のDNSデータ(壁面摩擦速度 u_τ とチャネル半幅 δ で定義したレイノルズ数 $Re_\tau = 395$)と比較した。計算格子については、151点の不等間隔格子を用いた。なお、以下の計算で用いた具体的な計算手法については、Abeら¹³⁾ に詳しい。計算により得られた平均速度と乱流エネルギーの分布、ならびに乱流エネルギーの収支をFig. 3に示す。 $\bar{U}$ や k といった基本的な諸量につい

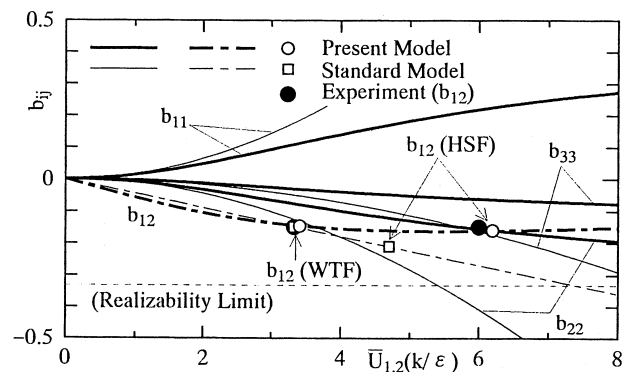


Fig. 1 Relation between anisotropy tensors and shear parameter (WTF; Wall-turbulent flow, HSF; Homogeneous shear flow).

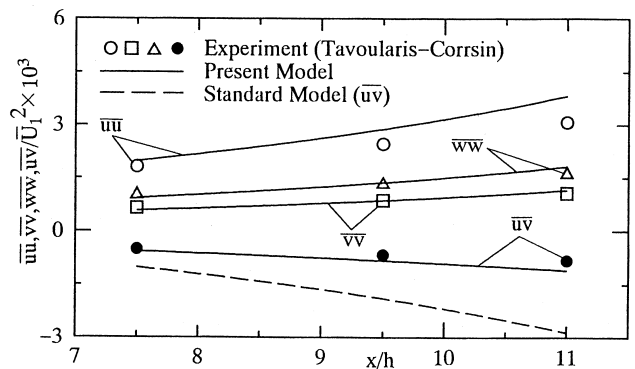


Fig. 2 Computational results in homogeneous shear flow.

Table 1 Model functions and model constants.

f_μ						
$[1 + (35/R_t^{3/4}) \exp\{- (R_t/30)^{3/4}\}][1 - \exp\{-(n^*/26)^2\}]$						
f_ε						
$[1 - 0.3 \exp\{-(R_t/6.5)^2\}][1 - \exp\{-(n^*/3.7)^2\}]$						
f_{t1}			f_{t2}			
$1 + 5 \exp\{-(n^*/5)^2\}$			$1 + 4 \exp\{-(n^*/5)^2\}$			
C_μ	C_D	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_s	C_ε	C_η
0.12	0.8	1.45	1.9	1.4	1.4	5.0

$$[n^* = u_\varepsilon n / \nu, R_t = k_2 / \nu \varepsilon]$$

て高精度の結果が得られていることが、図よりわかる。また、 k の収支を構成している各項の分布についても、予測精度は十分である。

3.2 複雑な流れ場での検証

複雑な乱流場での検証を行うにあたり、まず最初に、一方の壁面から一様な吹き出しがあり他方の壁面で吸い込みを伴うチャンネル乱流に本モデルを適用して、予測精度の検討を行った。乱流制御技術として重要な壁面からの吹き出し・吸い込みは、その速度が断面平均速度の高々0.3%程度でも速度場全体に大きな影響を与えることが知られており¹⁴⁾、この種の流れ場は低 Re 数型モデルを検証するうえで格好のテストケースである。計算条件は、Sumitani-Kasagi¹⁴⁾のDNSに合わせてレイノルズ数を $Re_\tau = 150$ とし、吹き出し・吸い込み速度は $\bar{V}/u_\tau = 0.05$ とした。計算に用いた格子点数は

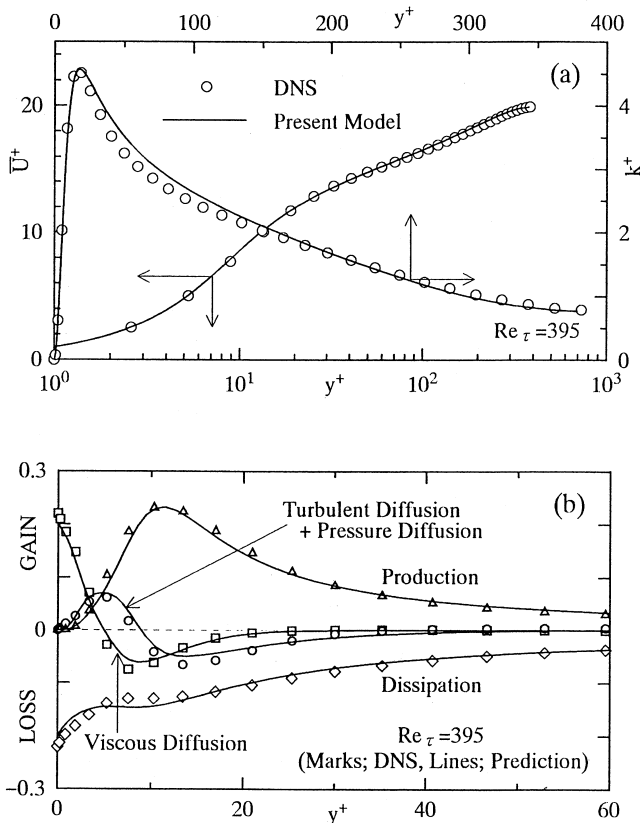


Fig. 3 Computational results in channel flow :
(a) Mean velocity and turbulent energy ;
(b) Budget of turbulent energy.

101点である。計算により得られた平均速度およびレイノルズせん断応力の分布をFig. 4に示す。ここで、 $()^+$ は吹き出し側、吸い込み側のそれぞれの摩擦速度による無次元化を表し、 $()^*$ は上下の平均摩擦速度による無次元化を表す。なお図中の (Normal) は、 Re_τ が同一で吹き出し・吸い込みを伴わない通常のチャンネル乱流の結果¹⁵⁾である。Fig. 4からわかるように、平均速度およびレイノルズせん断応力について高精度の予測結果が得られている。

次に、片側の壁面から周期的な吹き出し・吸い込みを伴うチャンネル乱流に本モデルを適用した結果を示す。この流れ場は、周期的に吹き出し・吸い込みを与えることにより流れ方向に周期的な平均圧力こう配が発生することから、吹き出し・吸い込みを伴うのに加えて順圧力こう配・逆圧力こう配の特徴も合わせ持った、乱流モデル評価のテストケースとしては難度の高い場の一つである。計算条件は、Miyakeら¹⁶⁾のDNSに合わせてレイノルズ数を $Re_\tau = 150$ とし、片側の壁のみ $\bar{V}/u_\tau = -0.5 \sin(2\pi x/L)$ の吹き出し・吸い込みを与えた。ここで $L (= 4\pi\delta)$ は、吹き出し・吸い込みの一周期の長さである。格子点数は185×101点と

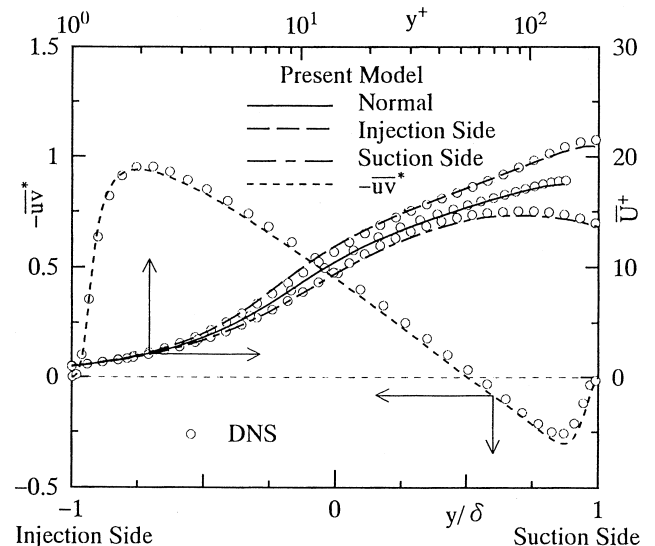


Fig. 4 Mean velocity and Reynolds shear stress in channel flow with uniform injection and suction.

した。ここでは比較対象としてLaunder-Sharmaモデル (LSモデル)^{17, 18)}を取り上げ、同条件の計算により得られた結果を本モデルのものと比較した。両モデルにより得られた平均速度分布をFig. 5に示す。この種の流れ場では圧力こう配に応じて平均速度分布が上下に移動する現象が見られるが、本モデルが全体的にその現象をよく再現しているこ

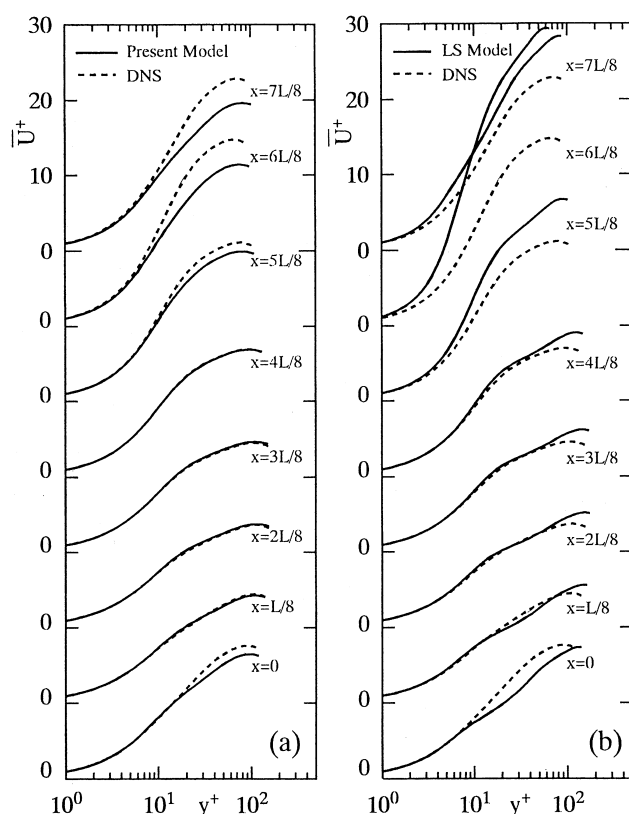


Fig. 5 Mean-velocity profile in channel flow with periodic injection and suction at one side wall : (a)Present model ; (b)Launder-Sharma (LS)model.

とがFig. 5(a)よりわかる。ただし、後半部分の振幅に関してDNSとの間で若干の差異が見られ、この点については今後の検討を要する。これに対してLSモデルは、 $5L/8 \leq x \leq 7L/8$ (特に $x = 6L/8$)において計算結果がDNSよりも極端に上方にはずれており、予測精度は不十分である[Fig. 5(b)]。

テストケースの最後として、はく離流れの代表であるバックステップ乱流に本モデルを適用した。今回はTable 2に示したような5つの条件に対して計算を行い、ステップ前後のチャンネル拡大率 (ER) やレイノルズ数 ($Re_H = \bar{U}_0 H / \nu$; $\bar{U}_0$ は入口の代表速度, H はステップ高さ) について幅広い検討を行った。なお、表中の N_ξ および N_η は、それぞれ流れ方向および上下壁方向の格子点数を表す。計算により得られた再付着距離 (X_R / H) を、実験結果と比較してTable 3に示す。表より、バックステップ乱流の計算で最も重要な再付着距離の予測について、本モデルが幅広い計算条件下で十分な精度を有していることがわかる。Fig. 6はCase 3における本モデルの計算結果を実験結果と比較したものであるが、平均速度、乱流エネルギー、レイノルズせん断応力のいずれについても実験結果との一致は良好で、再付着距離のみならず流れ場の詳細についても満足できる予測精度であると言える。

以上のことから、工学上重要でしかも従来モデルでは取り扱いが困難であった、吹き出し・吸い込み、圧力勾配さらにははく離を伴う複雑な乱流場に対しても、本モデルが有効であることが示された。

3.3 壁面近傍でのモデル化手法についての考察

先の周期的吹き出し・吸い込みチャンネル乱流の結果でも明らかなように、低 Re 数型モデルの予測精度は、そのモデルが採用しているモデル関数の

Table 2 Computational conditions for back-step flows.

	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4	Case 5
Date takers	Le et al.[19]	Vogel and Eaton[20]	Kasagi et al.[21]	Eaton and Johnston[22]	Durst and Schmitt[23]
ER	1.2	1.25	1.5	1.67	2.0
Re_H	5100	28000	5500	38000	100000
$N_\xi \times N_\eta$	389×145	325×125	303×125	341×111	359×125

特性に大きく支配される。特にモデル関数中で用いられているパラメータ (LRN parameter) の特性は、そのモデルの予測精度や適用範囲を大きく左右する。そこで以下では、本モデルの今後のさらなる発展も睨んで、過去に提案された代表的な低 Re 数型モデルで採用されてきたパラメータの流れ場中での挙動を、前出の計算結果を用いて検討してみる。

まず、Fig. 7に示すような、周期的な吹き出し・

Table 3 Comparison of flow reattachment lengths, X_R/H .

	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4	Case 5
Prediction	5.9	6.4	6.6	8.1	8.7
Experiment	6.0	6.7	6.5	8.0	8.4

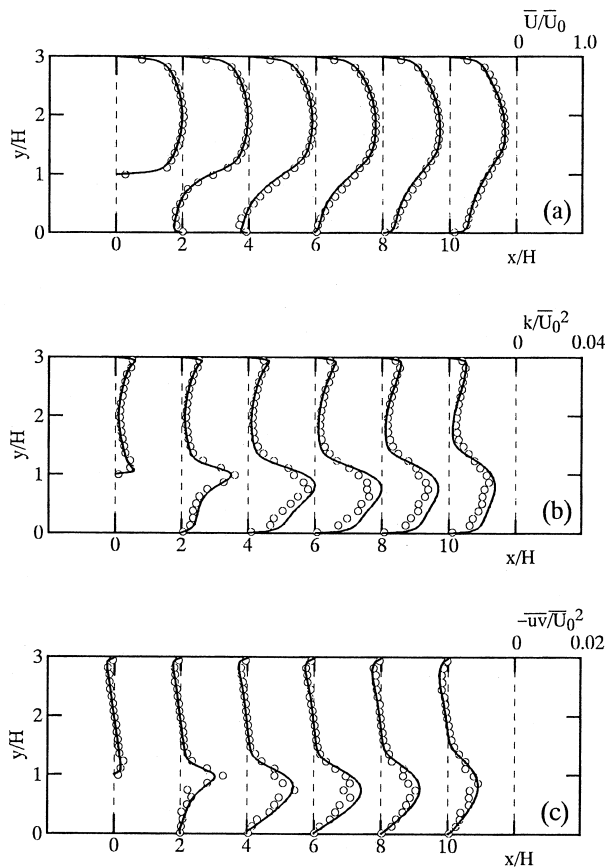


Fig. 6 Comparison with experiment in backward-facing step flow (Case 3, Marks; Experiment, Lines; Prediction): (a) Streamwise velocity; (b) Turbulent energy; (c) Reynolds shear stress.

吸い込みチャンネル乱流における、壁からの距離が一定の位置での流れ方向の乱流諸量の変化について検討を行う。Fig. 7は壁からの距離が $y/\delta = 1/3$ のものであり、縦軸の1はその位置における各乱流諸量の流れ方向の平均値を表している。図中の乱流諸量はそれぞれの平均値で無次元化されているので、各乱流諸量の流れ方向の変化に関して、その位相と平均値からのずれ幅を図から知ることができる。ここで図中の $n_k (= \sqrt{k}n/\nu)$ はこれまで提案された低 Re 数型モデルでしばしば採用されてきたパラメータ (壁からの距離を含む) であり^{24, 25)}、一方 $R (= k/\nu\sqrt{2S_{mn}S_{mn}})$ は最近Yang-Shih²⁶⁾により提案された壁からの距離を含まないパラメータである。Fig. 7(a), (b)を比較すると、予測される各諸量の位相や平均値からのずれ幅についてモデル間でかなりの差異が見受けられる。しかしそれ以上に注目すべきは、それぞれのモデルの予測結果に

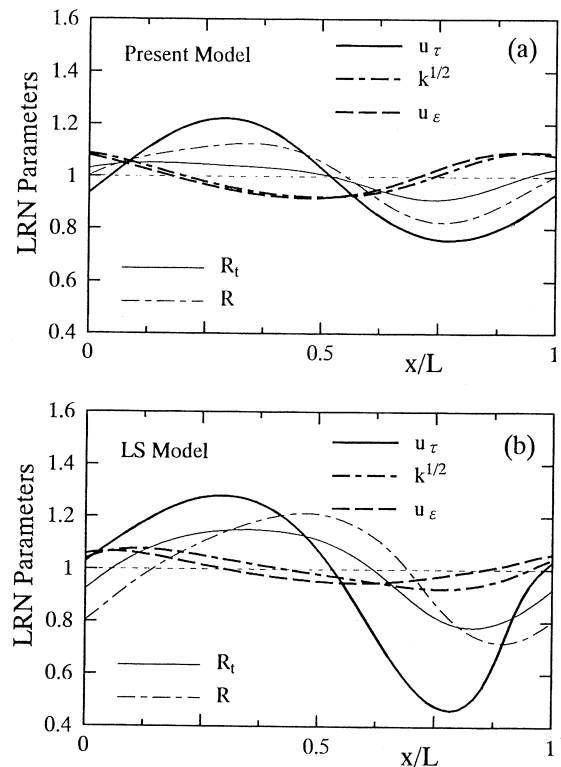


Fig. 7 Turbulent characteristics in channel flow with periodic injection and suction at one side wall ($y/\delta = 1/3$): (a) Present model; (b) Launder-Sharma (LS) model.

において例えば u_ε と R_t の位相がまったく異なっている点である。本モデルでは主に n^* ($= u_\varepsilon n / \nu$, すなわち y = 一定の面では u_ε)を, またLSモデルでは R_t をパラメータとして用いているが, いずれの結果においてもこれらの流れ方向の平均値に対するずれ方の位相は大きく異なっており, このような乱流諸量の挙動の差異がモデルの予測精度に大きく影響しているものと考えられる。

次に, バックステップ乱流の計算結果を用いて, はく離流れにおける乱流諸量の変化について考察を行う。Case 1 の計算結果から得られた再付着点における壁から垂直 (y) 方向の乱流諸量の分布をFig. 8に示す。なお図中には, LSモデルを用いて計算した結果も併せて示した。先の吹き出し・吸い込みチャネル乱流での検討と同様に, ここでも n^* と R_t の挙動が大きく異なっていることが図からわ

かる。特に R_t ならびに R の挙動は, 壁面近傍で急激に増加しかつステップ付近で再度減少する様相を呈している。一般にモデル関数中のパラメータの壁面近傍での急激な増加は, 粘性低層を極端に薄くする結果となり, 熱伝達計算を行った際に実験よりも非常に大きな熱伝達率を与えるという弊害がある^{13, 18)}。現在世の中では, 複雑形状への乱流モデルの適用を容易にするために, 先の R のような壁からの距離を含まないパラメータを用いた低 Re 数型モデルの提案が盛んに行われている。しかしながら今回の検討からもわかるように, 単に乱流諸量を組み合わせて無次元量を考えるだけでは, 実際に複雑乱流場で適切に動作するモデル関数を構成するのは困難である。このような事情から, 最近では k や ε 以外の乱流特性量に関する新たな輸送方程式をさらに解くことにより, 壁面近傍の乱流現象をより適切に再現しようとする試みも幾つか行われている^{27, 28)}。

ここで示した乱流諸量の性質はモデル関数の挙動に直接影響を及ぼすことから, 複雑乱流場における低 Re 数型モデルの予測精度を議論するうえで非常に重要な知見である。今回行ったような検討のさらなる積み重ねが, 将来において低 Re 数型モデルのあるべき姿を明らかにしていくものと期待される。

4. まとめ

応力モデルの知見を取り入れることにより, 壁乱流のみならず, 従来の標準 k - ε モデルでは困難であるとされてきた一様せん断乱流の高精度予測も可能な, 新しい低レイノルズ数型 k - ε モデルを構築した。本モデルは, 従来の非等方 k - ε モデルでは実現性が破綻するような, 大きな速度こう配が作用する状況 ($\bar{U}_{1,2}k/\varepsilon \gg 1$, $\bar{U}_{1,1}k/\varepsilon \gg 1$) でも, 実現性を満足し合理的な解が得られるように構成されている。

本モデルを一様せん断乱流, 吹き出し・吸い込みを伴うチャネル乱流, およびはく離流れの代表であるバックステップ乱流に適用した結果, 複雑乱流場において本モデルが有効であることが確認された。

最後に, 本研究を進めるにあたり御指導・御討

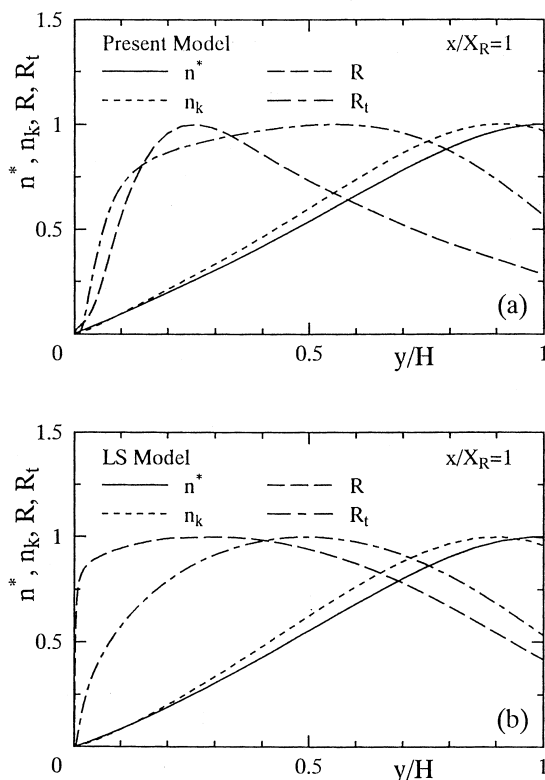


Fig. 8 Turbulent characteristics in backward-facing step flow (Case 1, $x/X_R = 1$): (a) Present model; (b) Launder-Sharma (LS) model.

論を頂きました名古屋工業大学機械工学科の長野靖尚教授に、心より感謝致します。

参考文献

- 1) Kline, S. J. et al. : The 1980-81 AFOSR-HTTM-Stanford Conference on Complex Turbulent Flows : Comparison of Computation and Experiment I, II and III, spons.by Stanford Univ., (1981)
- 2) Myong, H. K. and Kasagi, N. : Int. J. Jap. Soc. Mech. Engrs : Ser. II, 33(1990), 63
- 3) Nagano, Y. and Tagawa, M. : Trans. ASME, J. Fluids Eng., 112(1990), 33
- 4) Abe, K., Kondoh, T. and Nagano, Y. : Int. J. Heat Mass Transf., 37(1994), 139
- 5) Kim, J. et al. : The Collaborative Testing of Turbulence Models (Organized by Bradshaw, P. et al.), (1990), [Data disk], No. 4
- 6) Nagano, Y. and Shimada, M. : Int. J. Jap. Soc. Mech. Engrs : Ser. II, 38(1995), 51
- 7) Suzuki, N., Matsumoto, A., Nagano, Y. and Tagawa, M. : Heat Transfer – Japanese Research , 22-4(1993), 325
- 8) Tavoularis, S. and Corrsin, S. : J. Fluid Mech., 104(1981), 311
- 9) Speziale, C. G. : J. Fluid Mech., 178(1987), 459
- 10) Pope, S. B. : J. Fluid Mech., 72(1975), 331
- 11) Gatski, T. B. and Speziale, C. G. : J. Fluid Mech., 254(1993), 59
- 12) Daly, B. J. and Harlow, F. H. : Phys. Fluids , 13(1970), 2634
- 13) Abe, K., Kondoh, T. and Nagano, Y. : Int. J. Heat Mass Transf., 38(1995), 1467
- 14) Sumitani, Y. and Kasagi, N. : AIAA J., 33(1995), 1220
- 15) Kuroda, A., Kasagi, N. and Hirata, M. : Proc. of 9th Symp. on Turbulent Shear Flows, (1993), 8.4, Kyoto
- 16) Miyake, Y., Tsujimoto, K. and Beppu, H. : Int. J. Heat Fluid Flow, 16(1995), 333
- 17) Launder, B. E. and Sharma, B. I. : Letters in Heat Mass Transfer, 1(1974), 131
- 18) Chieng, C. C. and Launder, B. E. : Numerical Heat Transfer, 3(1980), 189
- 19) Le, H., Moin, P. and Kim, J. : Proc. of 9th Symp. on Turbulent Shear Flows , (1993), 13.2, Kyoto
- 20) Vogel, J. C. and Eaton, J. K. : Trans. ASME ; J. Heat Transfer, 107(1985), 922
- 21) Kasagi, N. and Matsunaga, A. : Int. J. Heat Fluid Flow, 16(1995), 477
- 22) Eaton, J. K. and Johnston, J. P. : MD-39, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, (1980), Stanford Univ.
- 23) Durst, F. and Schmitt, F. : Proc. of 5th Symp. on Turbulent Shear Flows, (1985)
- 24) Lam, C. K. G. and Bremhorst, K. : Trans. ASME ; J. Fluids Eng., 103(1981), 456
- 25) Yang, Z. and Shih, T. H. : AIAA J., 31(1993), 1191
- 26) Yang, Z. and Shih, T. H. : NASA Technical Memorandum 106263, (1993)
- 27) Durbin, P. A. : AIAA J., 33(1995), 659
- 28) Suga, K. : Ph. D. thesis, Thermodynamics and Fluid Mechanics Division, Department of Mechanical Engineering, UMIST, (1996)

著者紹介



安倍賢一 Ken-ichi Abe

生年：1962年。

所属：数理・情報研究室。

分野：乱流ならびに乱流伝熱のモデリングに関する研究。

学会等：日本機械学会，日本流体力学会，自動車技術会会員。

1994年度日本機械学会研究奨励賞受賞。

工学博士。