剥離乱流 DNS データを用いた乱流モデルの検証 Verification of turbulence model using DNS data of a separated turbulent flow

○正 阿部 浩幸 (JAXA) 溝渕 泰寛 (JAXA) 正 松尾 裕一 (JAXA)

Hiroyuki Abe, Yasuhiro Mizobuchi and Yuichi Matsuo

Japan Aerospace Exploration Agency, 7-44-1 Jindaiji-higashi, Chofu, Tokyo 182-8522, Japan

Turbulence model testing has been made for the $k-\varepsilon$ model proposed by Abe-Kondoh-Nagano [Int. J. Heat Mass Transfer, 37 (1994), 139] using data obtained from a direct numerical simulation (DNS) of a separated flat-plate turbulent boundary layer. The Reynolds number at the inlet is set to be $Re_\theta=300$ where Re_θ is the Reynolds number based on the freestream velocity and the momentum thickness. It is shown that the model calculation for a large separation bubble predicts the location of the separation point too early and yields large reversal flow due to the underprediction of the eddy viscosity near the wall.

Key Words: Turbulence model testing, Direct numerical simulation, Turbulent boundary layer, Separation

1. 緒言

剥離を伴う乱流、熱や物質の輸送現象の予測の向上は、工学分野において重要課題の一つである。例えば、航空機関係の実用計算では、壁面近傍を渦粘性型のレイノルズ平均乱流モデル(RANS モデル)を用いて計算することが多いが、後者のモデルの剥離に対する予測精度は必ずしも満足できるものではない状況にある(例えば、文献(1))。

本研究の対象となる RANS モデルの検証・開発は、形状剥離に関してはバックステップ乱流をはじめ比較的多く行われている。一方、逆圧勾配による剥離に関しては、比較データが十分でないこともあり、今後の発展が待たれる状況にある。我々のグループでは、この点を考慮し、剥離現象の解析および乱流モデルの開発に資するような剥離を伴う平板乱流境界層の直接数値シミュレーション(DNS)を進めている⁽²⁾。本報では、このDNS データを用いた $k-\varepsilon$ モデルの検証結果を報告する。対象モデルとしては、バックステップ乱流において良好な予測を与えている Abe-Kondoh-Nagano⁽³⁾モデルを用いる。このモデルのモデル関数には、摩擦速度 U_τ の代わりにコルモゴロフ速度 v_k ($\equiv (\nu\varepsilon)^{1/4}$) が用いられており(ν : 動粘性係数; ε : エネルギー散逸率)、逆流が生じても計算が破綻しないよう考慮されている。

2. 剥離を伴う平板乱流境界層 DNS データ

比較するDNSの計算対象を図1に示す。図中において、 x , y , z は、それぞれ、流れ方向、壁垂直方向、スパン方向を示す。剥離泡の形成は、Spalart-Coleman⁽⁴⁾と同様に上部境界において噴出し・吸込み(V_{top})を与え、逆・順圧力勾配(APG/FPG)を形成することにより行った。比較データの流入部のレイノルズ数は $Re_\theta = U_{\infty,0}\theta_0/\nu = 300$ ($U_{\infty,0}$: 自由速度, θ_0 : 運動量厚さ)とし、 V_{top} の大きさは大きな剥離泡が形成されるよう比較的大きな値を使用した(図2)。計算領域は $L_x \times L_y \times L_z = 400\theta_0 \times 120\theta_0 \times 80\theta_0$ 、格子数は $N_x \times N_y \times N_z = 512 \times 320 \times 256$ 、流入部の空間解像度は $\Delta x_0^+ = 12.3$, $\Delta y_{min}^+ = 0.12$, $\Delta y_{max}^+ = 16.8$, $\Delta z_0^+ = 4.92$ である。なお、上付き+は壁面量による無次元化、その他特に明記しなければ、 $U_{\infty,0}$ と θ_0 に基づく無次元化を示している。

3. モデル計算条件

流入部には、 $Re_\theta = 300$ のゼロ圧力勾配の平板乱流境界層のDNSで得られた流れ方向、壁垂直方向の平均流速($\bar{U}$, $\bar{V}$)、乱流エネルギー(k)、エネルギー散逸率(ε)を与えた。また、上部境界条件(図2)および出口境界条件(対流流出条件)はDNSと同様に与え、計算格子もDNSと同じものを用いた。一方、壁面では、 $\bar{U} = \bar{V} = k = 0$, $\varepsilon = 2\nu k/y^2$ を課した。

Fig. 1 Computational domain.

Fig. 2 Transpiration velocity profile.

4. モデル検証結果

摩擦係数 C_f ($\equiv 2/U_{\infty,0}^2$)、圧力係数 C_p ($\equiv 2(P_w - P_{w,0})$) の分布を図3に示す(P_w : 壁面平均圧力)。DNSの剥離・再付着点は $x \approx 110, 245$ 、モデル計算は $x \approx 82, 244$ であり、後者では剥離点が上流側へ顕著にシフトしている。また、平均流速($\bar{U}$)の分布(図4)を見ると、モデル計算の方がDNSの結果に比べ剥離泡内の逆流が大きくなる傾向が見受けられる。

流れ方向平均流速の輸送方程式は、次のように表される。

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = - \left(\bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right) - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial y^2} \right) - \left(\frac{\partial}{\partial x} \overline{uu} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{uv} \right) \quad (1)$$

図5に、剥離点付近 $x=100$ における(1)式の壁面近傍の主要項(右辺第3, 5, 7項)の分布を示す。モデル計算の圧力勾配はDNSと良く一致しているものの、前者のレイノルズ応力項は壁面近傍で小さくなり、それとバランスするように粘性項が大きな値を示している。この結果は、モデル計算では壁面近傍で乱流による運動量輸送が低減されていることを示唆しており、これに

Fig. 3 Distributions of C_f and C_p .

Fig. 4 Contours of $\bar{U}$: (a) DNS; (b) Model. Contour levels are from -0.2 to 1.0 with line increments of 0.05. Solid and dashed lines denote the positive and negative values, respectively.

Fig. 5 Momentum balance at $x=100$.

起因して、層流時のように剥離が早く生じ、また、逆流も大きくなっている。

ここで、渦粘性係数 ν_t の分布 (図 6) を見ると、図 5 の結果に一致して、モデル計算の渦粘性係数

$$\nu_t = C_\mu f_\mu k^2 / \varepsilon \quad (C_\mu = 0.09) \quad (2)$$

の値は壁面近傍で DNS よりも小さな値を示している。同様な傾向が k (図 7)、 ε (図 8) の分布においても見受けられる。特に、モデル計算の ε の値は、壁面に近づくにつれ著しく減少している。後者の挙動はモデル計算における ν_t の値の上昇を引き起こすことになるが、実際はモデル関数 f_μ が作用して ν_t の値が DNS よりも小さな値を示している (図 6)。剥離点付近の予測精度を改善するには、 ν_t の壁面漸近挙動の改善が必要と思われる。

5. 結論

$Re_\theta=300$ の剥離を伴う平板乱流境界層の DNS データを用い、Abe-Kondoh-Nagano⁽³⁾ により提案された k - ε モデルに対して性能検証を行い、以下の結論を得た。

今回検証を行ったような大きな剥離泡に対するモデル計算においては、剥離点が著しく上流側へシフトし、剥離泡内に大

Fig. 6 Distributions of ν_t at $x=50, 75$ and 100 .

Fig. 7 Distributions of k at $x=50, 75$ and 100 .

Fig. 8 Distributions of ε at $x=50, 75$ and 100 .

きな逆流が生じる傾向がある。この結果は、壁面近傍の ν_t の値が過小評価され、乱流による運動量輸送が低減されていることに起因している。剥離点の予測の改善には、 ν_t の壁面漸近挙動の改善が必要である。

謝辞

本研究で比較した DNS は、JAXA スーパーコンピュータシステムを使用して計算を実行した。また、吉澤 徹先生 (東京大学名誉教授)、河村 洋先生 (諏訪東京理科大学) には、貴重なご議論をさせて頂いた。記して謝意を表す。

参考文献

- (1) Yamamoto, K., Tanaka, K. and Murayama, M., AIAA Paper 2010-4222 (2010).
- (2) 阿部 浩幸, 溝渕 泰寛, 松尾 裕一, 日本流体力学会年会 2010 講演論文集, (2010), p. 118.
- (3) Abe, K., Kondoh, T. and Nagano, Y., Int. J. Heat Mass Transfer, **37** (1994), 139.
- (4) Spalart, P. R. and Coleman, G. N., Eur. J. Mech. B/Fluids, **16** (1997), 169.