改良レイノルズ応力方程式モデルによる障害物流れの乱流熱流れ解析*

須賀 一彦^{*1}

Turbulent Heat Transfer Computations around a Square Obstacle Mounted on a Channel Wall by an Improved Second Moment Closure

Kazuhiko SUGA^{*2}^{*2} Toyota Central Research and Development Laboratories Inc.,
Nagakute-cho, Aichi-gun, Aichi, 480-1192 Japan

A new effort to improve the prediction of turbulence and heat transfer in the recirculating region behind an obstacle by a second moment closure is discussed. A novel rapid pressure-diffusion model is included in a low Reynolds number two-component-limit second moment closure. The higher-order GGDH for turbulent heat flux is employed for the thermal field computation. Encouraging results are obtained for both turbulence and heat transfer fields though some margins to be improved are still remained.

Key Words: Turbulence, Recirculating Flow, Heat Transfer, Pressure-Diffusion, Second Moment Closure

1. 緒 言

レイノルズ応力方程式中の圧力拡散項の重要性は、近年になるまで十分に認識されてきたわけではない。Yaoら⁽¹⁾はDNS(直接数値解析)によって矩形後縁の後流を解析し、循環渦内で圧力拡散項が非常に大きくなることを見出した。興味深いことにその分布はせん断生成項を上回るということである。したがって、この効果を適切に表現できなければこの種の流れ場を正確に予測できないということになる。そのことが、多くの高次RANS(レイノルズ平均Navier-Stokes)モデルがブラフ・ボディ後流の乱れ量の回復を正確に予測できない⁽²⁾理由の一つと考えられる。

これまでも圧力拡散項のモデル化は何度も試みられてきた。Lumley⁽³⁾は圧力拡散項中の三重相関項を含む部分(slow項)を実現性条件の制約をかけることによりモデル化した。結果的にはこの圧力拡散slow項は乱流拡散項のサブプロセスのように表現された。(圧力拡散項には、その他に歪速度を含む部分(rapid項)があることを忘れてはならない。)また、乱流境界層流やチャネル乱流のDNS⁽⁴⁾⁽⁵⁾がなされるようになって、圧力拡散項が壁面近傍で散逸項と釣り合う働きをすることが分かってから、これを考慮するために

乱流エネルギーのモデル式中に散逸率の二階勾配からなるモデル項^{(6)~(8)}が用いられた。一方、レイノルズ応力の不変量を用いて圧力拡散項をモデル化⁽⁹⁾する例もある。いずれにしてもこれらのモデルは壁面近傍用に設計され、かつ歪速度の効果を含んでいない。

したがって、壁面から遠く離れた領域でも有効で、かつ歪速度の影響を含んだ圧力拡散のrapid項のモデルについては殆ど議論がなかった。しかし、最近になってYoshizawa⁽¹⁰⁾は数理統計理論に基づき歪速度の効果を加えた圧力-速度相関のモデルを議論した。著者⁽¹¹⁾も圧力速度相関テンソルのモデルにTCL(two-component limit)乱流条件等を適用して、圧力拡散rapid項のモデル化を行った。そして、提案したモデル項をTCLSMC⁽⁹⁾(second moment closure:レイノルズ応力方程式モデル)に適用し、矩形後縁流れやバック・ステップ流れでその有効性を議論している。本研究ではその圧力拡散rapid項のモデルを組み込んだTCLSMCをさらに複雑な障害物流れ⁽¹²⁾の乱流熱伝達の場に適用し、温度場を含めた場における有効性について議論した。そこでは、乱流熱流束モデルの比較についての議論も合わせて行った。

記 号

a_{ij} : レイノルズ応力の無次元非等方度テンソル $[\overline{u_i u_j} / k - 2/3 \delta_{ij}]$

A : レイノルズ応力のフラットネス・パラメー

* 原稿受付 2003年12月16日。

^{*1} 正員、(株)豊田中央研究所(〒480-1192 愛知県愛知郡長久手町大字長湫字横道41-1)。

E-mail: k-suga@mosk.tytlabs.co.jp

- τ [1 - $\frac{9}{8}(A_2 - A_3)$]
 A_2 : レイノルズ応力の第2不変量
 d_{ij}^p : レイノルズ応力の圧力拡散項
 d_{ij2}^{p*} : モデル化したレイノルズ応力の圧力拡散 rapid 項
 d_{ij} : レイノルズ応力の (圧力拡散を除く) 拡散項
 H : 障害物高さ
 k : 乱流エネルギー
 ℓ_k : 長さスケール・ベクトル
 Nu : ヌセルト数
 p : 瞬時の圧力
 P_{ij} : レイノルズ応力の生成項
 Re : レイノルズ数
 S_{ij} : 歪速度テンソル [$\partial U_i / \partial x_j + \partial U_j / \partial x_i$]
 U_0 : 障害物上の平均速度
 u_i, U_i : 変動速度および平均速度
 $\overline{u_i u_j}$: レイノルズ応力
 x_i : 座標軸
 $\overline{u_i \theta}$: 乱流熱流束
 δ_{ij} : クロネッカーのデルタ
 $\varepsilon, \bar{\varepsilon}$: 乱流エネルギーの散逸率とその等方部分 ($\varepsilon - 2\nu\partial\sqrt{k}/\partial x_k\partial\sqrt{k}/\partial x_k$)
 ε_{ij} : レイノルズ応力の散逸率
 ϕ_{ij} : レイノルズ応力の圧力-歪相関項
 Π_{ij} : レイノルズ応力の圧力相関項
 Θ : 平均温度
 ν : 動粘性係数
 ρ : 流体の密度
 $\tau, \bar{\tau}$: 乱流時間スケール, ($k/\varepsilon, k/\bar{\varepsilon}$)
 Ω_{ij} : $\partial U_i / \partial x_j - \partial U_j / \partial x_i$
 $(\bar{\quad})$: レイノルズ平均量

2. 乱流モデル

2.1 圧力拡散項のモデル レイノルズ応力の輸送方程式は一般に以下のように記述できる。

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = d_{ij} + P_{ij} + \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (1)$$

圧力相関項 Π_{ij} は通常以下のように圧力-歪相関項 ϕ_{ij} と圧力拡散項 d_{ij}^p とに分解される。

$$\Pi_{ij} = -\overline{u_i \frac{\partial p / \rho}{\partial x_j}} - \overline{u_j \frac{\partial p / \rho}{\partial x_i}}$$

$$= \underbrace{\frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_m} \left(-\frac{\overline{u_j p}}{\rho} \delta_{im} - \frac{\overline{u_i p}}{\rho} \delta_{jm} \right)}_{d_{ij}^p} \quad (2)$$

瞬時圧力のポワソン方程式の積分式を用いて、圧力-速度相関を書けば

$$-\frac{\overline{u_j p}}{\rho} = -\frac{1}{4\pi} \underbrace{\int_{vol} \left(\frac{\partial^2 \overline{u'_k u'_l u'_j}}{\partial r_l \partial r_k} \right) \frac{dVol}{|r|}}_{\varphi_{j1}^p} - \underbrace{\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \overline{u'_l}}{\partial x'_l} \int_{vol} \frac{\partial \overline{u'_l u'_j}}{\partial r_k} \frac{dVol}{|r|}}_{\varphi_{j2}^p} \quad (3)$$

となる。通常の一点相関モデルで slow 項 φ_{j1}^p 中の三重相関を線型モデルで表し、Lumley⁽³⁾が議論した実現性条件を課すと

$$\varphi_{j1}^p = \frac{1}{5} \overline{u_k u_k u_j} \quad (4)$$

と slow 項が乱流拡散項のサブプロセスのようにモデル化できるので、本研究でも slow 項は乱流拡散項に含めてモデル化されているとする。

著者⁽¹¹⁾は rapid 項 φ_{j2}^p は次式のようにレイノルズ応力と長さスケール・ベクトル ℓ_k の線型関数としてモデル化できると仮定して、

$$\varphi_{j2}^p = \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_l} \gamma_k^{lj} (\overline{u_l u_j}, \ell_k) \quad (5)$$

とした。そこで三階テンソル γ_k^{lj} の肩字 l, j について対称性を満たす一般的なテンソル式はレイノルズ応力の無次元非等方度テンソル a_{ij} を用いて

$$\begin{aligned} \frac{\gamma_k^{lj}}{k} = & \beta_1 \ell_k \delta_{jl} + \beta_2 (\ell_l \delta_{jk} + \ell_j \delta_{kl}) + \beta_3 \ell_k a_{jl} \\ & + \beta_4 (\ell_l a_{jk} + \ell_j a_{kl}) + \beta_5 \ell_m a_{km} \delta_{jl} + \beta_6 \ell_m (a_{lm} \delta_{jk} + a_{jm} \delta_{kl}) \end{aligned} \quad (6)$$

と書けるから、式中の未知の係数 $\beta_1 \sim \beta_6$ を決定するために連続条件と TCL 条件を用いて

$$\beta_2 = -\frac{1}{4} \beta_1, \beta_3 = \frac{3}{2} \beta_1, \beta_4 = \beta_5 = 0, \beta_6 = -\frac{3}{8} \beta_1 \quad (7)$$

が導かれた。ここで未決定の β_1 は応用計算を通して $\beta_1 = -0.05$ が適切であるとされた。したがって、提案された圧力拡散 rapid 項 d_{ij2}^{p*} のモデルは結局

$$d_{ij2}^{p*} = \frac{\partial}{\partial x_m} (\varphi_{j2}^p \delta_{im} + \varphi_{i2}^p \delta_{jm})$$

$$\begin{aligned}
= & \frac{\partial}{\partial x_m} \left[\frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_l} \beta_1 k \left\{ \left(\ell_k \delta_{jl} - \frac{1}{4} (\ell_l \delta_{jk} + \ell_j \delta_{kl}) \right. \right. \right. \\
& + \left. \left. \frac{3}{2} \ell_k a_{jl} - \frac{3}{8} \ell_m (a_{lm} \delta_{jk} + a_{jm} \delta_{kl}) \right) \delta_{im} \right. \\
& \left. \left(\ell_k \delta_{il} - \frac{1}{4} (\ell_l \delta_{ik} + \ell_i \delta_{kl}) + \frac{3}{2} \ell_k a_{il} \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{3}{8} \ell_m (a_{lm} \delta_{ik} + a_{im} \delta_{kl}) \right) \delta_{jm} \right\} \right] \quad (8)
\end{aligned}$$

と表すことができる。

一方, Lumley⁽¹³⁾ が示したように圧力相関項 Π_{ij} を圧力-歪相関項と圧力拡散項に分割する方法は一通りではない。したがって, 著者は以下の形式⁽⁴⁾ ⁽⁹⁾

$$\Pi_{ij} = \phi_{ij}^* + \frac{\overline{u_i u_j} \frac{d^p}{k}}{d_{ij}^*} \quad (9)$$

が有利であることを示した。それは長さスケール・ベクトルを

$$\ell_i = \frac{k^{1.5}}{\varepsilon} d_i^A \quad (10)$$

とモデル化し, d_i^A に TCL SMC で使用される Craft-Launder⁽⁹⁾ の非一様性指標:

$$d_i^A = \frac{N_i^A}{0.5 + (N_k^A N_k^A)^{0.5}}, N_i^A = \frac{\partial (A^{0.5} k^{1.5} / \varepsilon)}{\partial x_i} \quad (11)$$

を用いると, 完全発達した乱流境界層では添え字 i が流れ方向を示す時 ℓ_i が 0 となるため, 式 (8) による d_{kk2}^p が消滅することである。つまり, 式 (9) による定義の圧力拡散項モデルは発達した壁流れ近傍では効果を持たないことになる。一方, 既存の乱流モデルは開発の過程で, チャンネル乱流や乱流境界層で検証されていることが通常であり, 新たに付加するモデル項がそういった基本的な流れ場の予測精度に影響しないということはモデル開発上好都合である。したがって,

$$d_{ij2}^{p*} = \frac{\overline{u_i u_j} \frac{d^p}{k}}{2} \quad (12)$$

が SMC に付加される圧力拡散 rapid 項に対するモデル項となる。

2.2 TCL レイノルズ応力方程式モデル Craft-Launder⁽⁹⁾ は ϕ_{ij} の三次 QI(quasi isotropic) モデルを基に幾何形状係数に頼らない低レイノルズ数 TCL SMC を開発した。そこでは圧力-歪相関項を

$$\phi_{ij}^* = \phi_{ij1} + \phi_{ij2} + \phi_{ij1}^{inh} + \phi_{ij2}^{inh} \quad (13)$$

と分解する。ここで $\phi_{ij1}^{inh}, \phi_{ij2}^{inh}$ は Craft-Launder が初めて導入した非一様性修正項であり, ϕ_{ij1}, ϕ_{ij2} を

$$\begin{aligned}
\phi_{ij1} = & -c_1 \tilde{\varepsilon} \left\{ a_{ij} + c'_1 \left(a_{ik} a_{jk} - \frac{1}{3} A_2 \delta_{ij} \right) \right\} \\
& - c_1'' \tilde{\varepsilon} a_{ij}, \quad (14)
\end{aligned}$$

Fig. 1 Geometry of the obstacle flow.

$$\begin{aligned}
\phi_{ij2} = & -0.6 \left(P_{ij} - \frac{1}{3} P_{kk} \delta_{ij} \right) + 0.3 a_{ij} P_{kk} \\
& - 0.2 \left\{ \frac{\overline{u_i u_k} \overline{u_j u_l}}{k} S_{kl} - \frac{\overline{u_k u_l}}{k} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_l} \right. \right. \\
& \left. \left. + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_l} \right) \right\} \\
& - c_2 \{ A_2 (P_{ij} - D_{ij}) + 3 a_{mi} a_{nj} (P_{mn} - D_{mn}) \} \\
& + c'_2 \left\{ \left(\frac{7}{15} - \frac{A_2}{4} \right) \left(P_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} P_{kk} \right) \right. \\
& + 0.1 \left\{ a_{ij} - \frac{1}{2} \left(a_{ik} a_{kj} - \frac{1}{3} \delta_{ij} A_2 \right) \right\} P_{kk} \\
& - 0.05 a_{ij} a_{kl} P_{kl} \\
& + 0.1 \left\{ \left(\frac{\overline{u_i u_m} \overline{u_j u_n}}{k} P_{jm} + \frac{\overline{u_j u_m} \overline{u_i u_n}}{k} P_{im} \right) \right. \\
& \left. - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\overline{u_l u_m} \overline{u_n u_p}}{k} P_{lm} \right\} \\
& + 0.1 \left(\frac{\overline{u_i u_l} \overline{u_j u_k}}{k^2} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\overline{u_l u_m} \overline{u_k u_n}}{k^2} \right) \\
& \times (6 D_{kl} + 13 k S_{kl}) \\
& + 0.2 \frac{\overline{u_i u_l} \overline{u_j u_k}}{k^2} (D_{kl} - P_{kl}) \quad (15)
\end{aligned}$$

とモデル化する。上式で表される三次 QI モデルは圧力-歪相関項の最も一般的なテンソル式からなり, 実現性条件を満たすように式中係数は理論的考察と基礎流れ場での検証から与えられている。非一様性修正項 $\phi_{ij1}^{inh}, \phi_{ij2}^{inh}$ は従来の壁面反射項に置き換わるものであり, 前述の非一様性指標を用いてモデル化されている。その後, 同じ UMIST グループの Batten ら⁽¹⁴⁾ は Craft-Launder の TCL SMC を圧縮性流れに拡張した。著者⁽¹⁵⁾ は Batten らの拡張モデルを乱流熱伝達場に応用する過程で性能上重要な修正を加えたので, 本研究でもこの修正 TCL SMC を用いた。詳細は既報⁽¹⁵⁾ を参照されたい。

2.3 乱流熱流束モデル 複雑な温度場の計算では, 以下の GGDH 乱流熱流束モデル⁽¹⁶⁾ が有効であることが知られている⁽¹⁷⁾。

$$\overline{u_i \theta} = -c_\theta \tau \overline{u_i u_j} \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \quad (16)$$

Fig. 2 Mean velocity distribution in the obstacle flow.

このモデルはSMC等によって乱れの非等方性が精度良く予測できる場合に有効である。しかし、流れ方向熱流束成分の予測については、乱流プラントル数を用いるモデルよりも改善はするものの、未だ不十分であることも文献⁽¹⁷⁾に指摘されている。

このGGDH熱流束モデルの性能を向上させるため、著者ら⁽¹⁸⁾は以下に示すHOGGDH(高次GGDH熱流束モデル)を構築し、それが広い範囲のプラントル数にわたり、流れ方向熱流束成分を含めて満足な予測結果を与えることを示した。

$$\overline{u_i \theta} = -c_\theta k \tilde{\tau} (\sigma_{ij} + \alpha_{ij}) \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \quad (17)$$

ここで対称テンソル σ_{ij} は二次までの項を含めてモデル化されている。

$$\sigma_{ij} = c_{\sigma 1} \overline{u_i u_j} / k + c_{\sigma 2} \overline{u_i u_i} \overline{u_j u_j} / k^2 \quad (18)$$

二次項は特に流れ方向の熱流束の予測に有効である。また、非対称テンソル α_{ij} は、

$$\alpha_{ij} = c_{\alpha 1} \tilde{\tau} (\Omega_{ji} \overline{u_i u_j} / k + \Omega_{ij} \overline{u_i u_i} / k) \quad (19)$$

とモデル化される。

三次元U字管のような複雑な熱流れ場では主流方向の熱流束成分の寄与度が増し、HOGGDH乱流熱流束モデルの有効性が確認されている⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾。TCL SMCと組み合わせた場合の係数の詳細については、既報⁽¹⁵⁾を参照されたい。

3. 結果および考察

計算は全て著者ら⁽²¹⁾が開発した非構造格子プログラムにて行った。そこでは圧力解法にPISO法⁽²²⁾を用い、対流項の差分には3次精度MUSCL型の手法⁽²³⁾を用いている。

解析した流れ場はYang-Ferziger⁽¹²⁾のDNSで行われた二次元障害物流れである。図1に示すように高さ $2H$ の二次元チャンネルの下面に正方形の障害物を置いたもので、障害物上面のバルク平均流速 U_0 と障害物高さ H を基にした $Re' = 3350$ の流れである。DNSの解析領域が障害物を含む流れ方向全長 $31H$ の周期境界で繋がれたものであるため、本解析もこれに従った。計算格子は総数20660の矩形要素を壁面近傍で緻密になる(全ての壁面第1格子点が $y^+ \approx 0.09^{1/4} k^{1/2} y / \nu < 1$ に配置されている。)ように不等間隔に配置したもので、解の格子依存性が議論に影響しないことを各方向2倍の格子点を持つ別の細格子による結果と比較することで確認している。(両者の障害物後方の再付着点距離は誤差2%以内で一致している。)

Yang-Ferziger⁽¹²⁾のDNSは公表されたデータが十分ではなく、かつ温度場の解析はなされていないので、実際の比較には著者ら⁽²⁴⁾が同じ流れ場で温度を含めたLES(ラージ・エディ・シミュレーション)を別途に行っているため、その結果を使用した。温度場の解析は $Pr = 0.71$ の空気流を対象とし、上壁温度 $\Theta_w = 1.0$ 、と障害物を含めた下壁の温度 $\Theta_w = 0.0$ 、はそれぞれ一定とする条件を課した。

3.1 流れ場 図2に流れ方向平均速度分布を比較する。障害物の上流側に現れる剥離泡の剥離点がDNSでは $x/H = -1.5$ であるのに対し、TCL SMCでは $x/H = -0.43$ となるが、付加項 d_{ij2}^* はこれに対し何の影響も与えていない。また、障害物の上や背後の逆流の大きさにも影響が見られないが、付加項は $5.0 \leq x/H$ の領域で速度分布を改善している。そのため、障害物後方の再付着点距離は $X_R/H = 7.2$ から $X_R/H = 6.2$ に改善される。(DNSは $X_R/H = 6.4$ である。)

Fig. 3 Reynolds stress distribution in the obstacle flow.

Fig. 4 Temperature distribution in the obstacle flow.

Fig. 5 Local Nusselt number distribution along the bottom plane.

平均速度場に呼応して図3(a)に示すように、レイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ も付加項 d_{ij2}^* によって特に $5.0 \leq x/H$ の領域で改善される。しかしながら、 $x/H = 2.0$ の断面では大きな改善が見られない。付加項があってもなくても TCL SMC は障害物の上面 ($x/H = 0.5$) で $-\overline{uv}$ を過大予測するにもかかわらず $1.0 \leq x/H \leq 2.0$ では過小予測をしている。この傾向は、図3(b)(c)(d)に示すその他のレイノルズ応力の分布にも見られる。やはり、付加項の顕著な効果は $5.0 \leq x/H$ の領域に限って見られる。このことが平均速度分布に影響し、先の再付着点位置の予測改善に繋がっていると考えられる。

レイノルズ応力方程式の生成項 $P_{ij} = -(\overline{u_i u_k} \partial U_j / \partial x_k + \overline{u_j u_k} \partial U_i / \partial x_k)$ や式(15)の圧力-歪相関項の rapid 項 ϕ_{ij2} は、平均歪速度が0になるとやはり0になる。したがって、図Fig.3(b)の $x/H = 2.0, 5.0, 7.0$ の断面の上壁近傍で顕著のように、 $\overline{u^2}$ 等の分布は速度の極大値に呼応して大きな窪みを持つ。付加項 d_{ij2}^* がいない場合、窪みは大きすぎるが $x/H = 7.0$ の断面では付加項によって改善される。これは、式(8)から分かるように、圧力拡散 rapid 項は速度の極大値の位置でも0とはならない速度の二

階勾配に依存するからである。

以上に示されるようにモデル化された圧力拡散 rapid 項は主に再付着点付近から下流域で効果を持つが、特に $x/H = 2.0$ の循環流域での予測改善には期待された効果がない。もちろん散逸項や他のモデル項にも再検討の余地があろうが、本研究で着目している圧力拡散項に関しては、陰的に乱流拡散項に含まれるとして特に考慮をしていない slow 項のモデルと式(12)による圧力拡散項の再定義をさらに検討する必要があると考えられる。特に構造パラメータの比例関係を用いて再定義する式(12)のモデルは、文献⁽⁴⁾に示されるようにチャネル乱流の壁近傍に於ける圧力相関項のモデル化に有利である一方で、壁面垂直応力 $\overline{v^2}$ の圧力拡散をチャネル乱流では本来の圧力拡散(式(2)中 d_{ij}^p)が0となる応力成分 $(\overline{u^2}, \overline{w^2})$ にも分配することから、結果的に圧力拡散の非等方分布を緩和させる働きをする。したがって、同様のことが剥離せん断層でも起こると考えられるので、式(8)で提案された圧力拡散 rapid 項をそのまま SMC に組み込む方が、 $\overline{v^2}$ の分布に圧力拡散の効果をより反映できると考えられる。それが $\overline{uv}$ の生成 ($\sim -\overline{v^2} \partial U / \partial y$) に影響を与えることになるので、循環流域での $-\overline{uv}$ の予測改善に効果的で

Fig. 6 Turbulent heat flux distribution in the obstacle flow; symbols:LES, lines:TCL SMC with the rapid pressure-diffusion; (a): HOGGDH, (b): GGDH.

ある可能性がある。しかしその場合には、式(8)を導入したモデル本体を境界層等の基本流れから再検証し再チューニングする必要が生じる。

3.2 温度場 図4に温度場のモデルにHOGGDH乱流熱流束モデルを用いた場合の平均温度分布を比較する。付加項 d_{ij2}^* のあるなしにかかわらず、速度場に呼応して $x/H = 2.0$ では不十分だが、全体的にはLESのデータと妥当な一致を示す。そして、付加項のある方が特に $x/H = 5.0, 7.0$ の断面の下壁近傍で若干良い結果を与えることが分かる。この改善が次に議論する壁面熱伝達率の予測結果に大きく影響を及ぼす。

図5は下壁上の局所ヌセルト数 Nu の分布を比較したものである。明らかに速度場同様、付加項によって障害物後方の領域で予測精度に差が出ている。これは再付着点を含む $5.0 \leq x/H \leq 10.0$ の領域で、図3(c)に示されるように特に壁面近傍の壁面垂直応力 $\bar{v}^2$ の予測精度が向上していることに起因している。しかしながら、障害物のすぐ背後の領域では図3の $x/H = 2.0$ の断面で明らかなように乱れ量の分布が過小予測であるため、どの予測結果も Nu を過小評価する。また、障害物上面では $x/H = 0.5$ の断面で乱れ量の過大予

測に従い、 Nu も過大予測となっている。

なお、障害物後方の領域でHOGGDH乱流熱流束モデルを用いた方が標準のGGDHの結果より優れていることは明らかである。(GGDHを用いる場合、標準の係数 $c_\theta = 0.3$ を用いた。標準係数で満足な値を得ることは円管乱流等で別途確認している。)

図6にHOGGDHとGGDHによる乱流熱流束の分布を示す。図6(a)に示されるようにHOGGDHは流れ方向成分($i = 1$)、壁面垂直成分($i = 2$)ともに全般的には妥当な結果を示していると言える。ただし、 $x/H = 5.0, 7.0, 10.0$ のチャネル中央領域で流れ方向成分は過大予測される傾向にある。また、障害物上面壁近傍で流れ方向成分の符号が逆転する様子もとらえられていない等の欠点が認められる。GGDHの場合は壁面垂直成分についてはHOGGDHと同様の傾向だが、流れ方向成分については特に壁面近傍で過小である。

再付着点近傍では U の符号の変化に伴い、図6に示されるように流れ方向の熱流束の符号も負から正に変化する。よって、エネルギー式中の項 $-\frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}\bar{\theta})$ も一定の負のレベルを保持する。その結果、図5に示されるように、壁面近傍の流れ方向熱流束を妥当なレベルで予測するHOGGDHの方が、そうでないGGDHより

小さな値で妥当に Nu 分布を予測すると考えられる。

4. 結 言

本研究では著者が以前に開発した圧力拡散 rapid 項モデルを TCL レイノルズ応力方程式モデルに組み込み、二次元障害物周りの熱流れ場でその効果について議論した。また、温度場のモデルに標準と高次の GGDH 乱流熱流束モデルを用い、熱流束モデルの効果についても議論した。以下に結論をまとめる。

- (1) 圧力拡散 rapid 項のモデルは TCL レイノルズ応力方程式モデルに付加することで、障害物後方で予測結果を改善する。特に再付着点より少し上流から下流にわたって乱れ場の回復を改善する。しかし、障害物前方の衝突流れ領域や、障害物直後の逆流域では顕著な影響を示さず、予測性能を改善しない。
- (2) 付加項は再付着点付近から乱れのレベルを改善するので、壁面熱伝達率の予測精度が向上する。
- (3) 高次の GGDH 熱流束モデルは、再付着点付近の壁面近傍で流れ方向熱流束成分を妥当なレベルで予測するため、結果として壁面熱伝達率の予測精度も良い。

文 献

- (1) Yao, Y.F., Thomas, T.G., Sandham, N.D., Williams, J.J.R., *Theore. Comput. Fluid Dynamics*, **14** (2001), 337–358.
- (2) Hanjalić, K., Obi, S. (editors), *Proc. The sixth ERCOFTAC/ IAHR/ COST Workshop on Refined Flow Modelling*, TU Delft, The Netherlands (1997).
- (3) Lumley, J.L., *Adv. in Applied Mech.*, **18** (1978), 123–176.
- (4) Mansour, N.N., Kim, J., Moin, P., *J. Fluid Mech.*, **194** (1998), 15–44.
- (5) Spalart, P.R., *J. Fluid Mech.*, **187** (1988), 61–98.
- (6) Yoshizawa, A., *Phys. Fluids*, **30** (1987), 628–631.
- (7) Kawamura, H., Kawashima, N., *Proc. Int. Symp. on Turbulence, Heat and Mass Transfer*, Lisbon, Vol.2 (1994), P.I.1.1–P.I.1.4.
- (8) Nagano, Y., Shimada, M., *JSME Int. J. B*, **38** (1995), 51–59.
- (9) Craft, T.J., Launder, B.E., *Int. J. Heat Fluid Flow*, **17** (1996), 245–254.
- (10) Yoshizawa, A., *Phys. Fluids*, **14** (2002), 1736–1744.
- (11) 須賀一彦, 機論, **70**-697, B(2004), 2386–2393.
- (12) Yang, K.-S., Ferziger, J.H., *AIAA J.*, **31** (1993), 1406–1413.
- (13) Lumley, J.L., *Phys. Fluids*, **19** (1975), 750.
- (14) Batten, P., Craft, T.J., Leschziner, M.A., Loyau, H., *AIAA J.*, **37** (1999), 785–797.
- (15) 須賀一彦, 機論, **68**-668, B(2002), 1206–1213.
- (16) Daly, B.J., Harlow, F.H., *Phys. Fluids*, **13** (1970), 2634–2649.
- (17) Launder, B.E., *ASME J. Heat Transfer*, **110** (1988), 1112–1128.
- (18) Suga, K., Abe, K., *Int. J. Heat Fluid Flow*, **21**-1 (2000), 37–48.
- (19) Suga, K., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **46** (2003), 161–173.
- (20) Suga, K., Nagaoka, M., Horinouchi, N., *ASME J. Heat Transfer*, **125**-1 (2003), 200–203.
- (21) Suga, K., Nagaoka, M., Horinouchi, N., Abe, K., Kondo, Y., *Int. J. Heat Fluid Flow*, **22**-3 (2001), 259–271.
- (22) Issa, R., *J. Comput. Phys.*, **62** (1985), 40–65.
- (23) van Albada, G.D., van Leer, B., Roberts, W.W., *Astronomy and Astrophysics*, **29**-7 (1991), 1092–1110.
- (24) Abe, K., Suga, K., *Heat Transfer Asian Res.*, **30** (2001), 402–418.