

代数乱流熱流束モデルによる粗面壁流路内の熱伝達解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸, 根本 康弘^{*2}Numerical Analysis of Turbulent Heat Transfer in a Square Duct
with One Rough Wall by Algebraic Turbulent Heat Flux ModelsHitoshi SUGIYAMA^{*3}, Mitsunobu AKIYAMA and Yasuhiro NEMOTO^{*3} Utsunomiya University, Dept. of Energy and Environmental Science,
7-1-2 Yoto, Utsunomiya, Tochigi, 321-8585 Japan

A numerical analysis has been performed for fully developed turbulent flow and heat transfer in a rectangular duct with smooth and rough walls by using algebraic Reynolds stress and turbulent heat flux models. The wall functions and the universal law of the wall, which are used as the boundary conditions of turbulent energy and dissipation, apply in the present analysis instead of taking shape of roughness element into account. Therefore, the roughness enters through the log law relating the velocity at the first grid point away from the wall with the friction velocity. In this numerical analysis, two kinds of turbulent heat flux models, i. e. Lumley-Launder model and Jones-Musong model, are examined to compare the contour distributions of turbulent heat fluxes in three dimensions which have been measured in detail. In numerical analysis, convection and diffusion terms for the transport equation of turbulent heat flux are modelled as an algebraic turbulent heat flux model. From the comparison calculated results with the experimental data, it is found that two models can predict the mean temperature distributions which are distorted near the smooth wall located opposite to rough wall side. On top of that, Lumley-Launder model is able to better realize mean temperature near smooth and rough walls than Jones-Musong model. As for comparison of the turbulent heat flux, calculated results suggest that two models predict characteristic features while two models have tendency to overestimate the experimental values.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Heat Transfer, Secondary Flow, Roughened Wall, Turbulent Heat Flux Model

1. 緒 言

伝熱促進を意図した管路にて、流路内壁を粗面壁とすることは、最も簡便、かつ代表的な伝熱促進手法である。しかし、粗面壁を形成する粗面状態によって流れ場は大きく変化する。さらに、こうした粗面壁管路が適用される流れ場が乱流場である場合、流れはさらに複雑となる。例えば、流れと直交する方向に突起を設ける場合、その突起高さが、微小である場合には流路断面には、非等方性乱流に起因する第2種二次流れが形成され熱移動を促進するのに対し、突起高さが高くなると、流路断面内には圧力こう配により生成される二次流れが支配的となる。後者の場合、前者と比較して大きな伝熱促進が期待できるが、反面、大きな圧力損失を伴う。

こうした、粗面壁管路に関する研究は、大きく2種類に分類される。一つは、粗面壁近傍の局所的な熱流動挙動に関する研究であり、もう一つは粗面壁を有す

る流路全体の熱流動に関する研究である。本研究では、後者の研究を対象とした。この種の流路全体の粗面壁乱流に関する研究は、Humphrey-Whitelaw⁽¹⁾、藤田ら⁽²⁾⁽³⁾ および廣田ら⁽⁴⁾ によって報告されている。藤田ら⁽²⁾⁽³⁾ は、正方形断面を有する直管路を対象に粗面壁乱流構造に関し系統的な測定結果を報告し第2種二次流れ分布が粗面壁を設ける位置により大きく変化することを報告している。須藤・高見ら⁽⁵⁾ は曲がり半径比(管路中心までの半径/管路直径)が7.5と曲がり半径が緩やかな180°曲がり管路を対象に、滑面壁曲がり管路と粗面壁曲がり管路内の流動挙動の相違を二次流れ、乱流エネルギーを含め報告している。

以上の速度場を対象とした実験解析に対して、数値解析結果も報告されている。Zhang-Faghri-White⁽⁶⁾ は $k-\epsilon$ 二方程式のモデル関数中に等価粗さを考慮することより粗面壁にも適用できる乱流モデルを提唱している。杉山ら⁽⁷⁾⁽⁸⁾ は、粗面壁を設けた藤田らの正方形断面管路、および須藤らの曲がり管路を対象に、代数応力モデルを用いて解析し、乱れの非等方性により生成される第2種二次流れ、圧力こう配支配の二次流れを定量的、定性的に再現できることを報告している。最近において、Naimi-Gessner⁽⁹⁾ はレイノルズ輸

* 原稿受付 1999年5月19日。

^{*1} 正員、宇都宮大学大学院工学研究科(〒321-8585 宇都宮市陽東7-1-2)。^{*2} 宇都宮大学大学院。

E-mail: sugiyama@cc.utsunomiya-u.ac.jp

送方程式中の対流，拡散項を代数式化することなく微分形としてモデル化し，Demuren-Rodi⁽¹⁰⁾ モデル，杉山ら⁽¹¹⁾ のモデルによる計算結果と比較し各モデルの特徴を明らかにしている．計算対象としては藤田ら⁽¹²⁾ の底壁面に粗面壁を有する正方形断面管路を対象としている．

以上のような粗面壁乱流に関する実験，数値解析の報告例に対し，温度場まで含めた実験，数値解析結果はさらに少なくなる．Han-Clicksman-Rohsenow⁽¹³⁾ は，平行平板流れにおいて周期的に配列された突起の形状，配列間隔等を変化させ，形状変化による温度場への影響をヌッセルト数分布，管摩擦係数を測定することにより明らかにした．Han らが突起部近傍の局所的な分布を示したのに対し，廣田ら⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾ は，粗面壁を有する正方形断面管路内における三軸方向の乱流熱流束分布の測定を行って，その等値線分布を断面全体の領域にて示した．こうした，乱流熱流束値の測定結果は，乱流熱流束モデルを評価するうえで貴重な測定結果である．一方，乱流熱流束モデルを用いた数値解析例として，杉山ら⁽¹⁶⁾ の報告がある．彼らは，乱流熱流束輸送方程式中の圧力・温度こう配相関項に Lumley⁽¹⁷⁾，Launder⁽¹⁸⁾ のモデルを導入し，数値解析し平均温度分布の比較を行っている．しかし，乱流熱流束分布までの比較は報告されていない．

乱流熱伝達場を正確に予測するためには，温度場における非等方性を示す乱流熱流束値を正確に予測することが不可欠である．速度場におけるレイノルズ応力を正確に予測するには圧力・ひずみ相関項のモデル化が重要であるように，温度場においては圧力・温度こう配相関項のモデル化が重要となる．こうした観点から，圧力・温度こう配相関項には杉山ら⁽¹⁶⁾ の使用したモデル，ならびに Jones-Musonge⁽¹⁹⁾ によるモデルを使用し，廣田ら⁽¹⁵⁾ の測定した乱流熱流束分布を予測することを目的とする．同時に両モデルによる差異を明らかにする．圧力・温度こう配相関項のモデル化に関しては，他に Craft-Launder⁽²⁰⁾ によるモデルもあるが，ここでは，モデル化方針が異なる上記2種類のモデルを比較検討することとした．

2. おもな記号

- a : 温度伝導率
- B : 正方形断面一辺長さ D の半分
- $C_1, C_2, C_1^*, C_1', C_2^*, C_2', \zeta, C_{1T}, C_{2T}, C_{1T}^*, C_{2T}^*, C_{1T}', C_{2T}', C_{1T,w}, C_{2T,w}$: 経験定数
- D_h : 水力直径
- k : 乱流エネルギー

L : 特性距離

P_k : 乱流エネルギー生成

Re : レイノルズ数 $= U_b D_h / \nu$

T : 平均温度

T' : 変動温度

$\overline{u_i u_j}$: レイノルズ応力

$\overline{u_i T'}$: 乱流熱流束

U_i : i 方向時間平均速度成分

U_τ : 摩擦速度 $= \sqrt{\tau_w / \rho}$

X_i : i 方向座標軸

y : 壁面からの垂直距離

ε : 乱流散逸

ν : 粘性係数

π_{ij} : 圧力・ひずみ相関項

π_{iT} : 圧力・温度こう配相関項

ρ : 密度

τ_w : 壁面せん断応力

添字

b : 断面内の平均値

c : 流路中心での値

w : 壁面での値

3. 解析手法

3・1 計算対象実験 計算対象とした廣田ら⁽¹⁵⁾ の実験装置の概略図，および座標系を図1に示す．測定流路は一辺の長さ 50 mm の正方形断面をもつ全長 4 770 mm の流路である．流路の底面壁には，全長にわたり図1に示すように正方形断面 (1 mm × 1 mm) の黄銅製の角柱を流れに直交する向きに 10 mm 間隔で配置してある．加熱条件は，等温加熱として全流路長さの下流部分 1 750 mm が加熱流路に相当している．レイノルズ数は 6.5×10^4 である．また，測定位置は流れが十分発達していると考えられる流路出口断面から 100 mm 上流 (粗さ要素から 5 mm 下流) で熱線

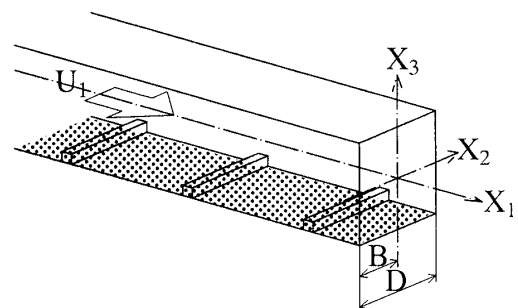


Fig. 1 Square duct with one rough wall and definition of coordinate system

流速計, 抵抗温度計により測定している。

座標系は, 主流方向を X_1 軸, これと直交する向きを亜流方向とし, X_2, X_3 軸と定義している。粗さ要素は X_3 軸と直交する下面に設置してある。

3.2 レイノルズ応力輸送方程式 温度場まで解くには, 速度場を解くことが必要となる。速度場においては非円形断面管路に特有な第2種二次流れが生成され, こうした流れを再現することが温度場を正確に予測するうえで不可欠である。この意味から乱れの非等方性を表現できるレイノルズ応力輸送方程式を解くこととした。レイノルズ応力輸送方程式の厳密式は以下のように示される。

$$\begin{aligned} \frac{Du_i u_j}{Dt} = & - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial X_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial X_k} \right) \\ & + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial X_j} + \frac{\partial u_j}{\partial X_i} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial X_k} \left\{ \overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial X_k} + \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j) \right\} \\ & - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial X_k} \frac{\partial u_j}{\partial X_k} \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

上式を直接的に解くことは困難なためモデル化が必要となる。モデル化のうえで特に問題となる圧力・ひずみ相関項(右辺第2項)のモデル式ならびに定数系を表1, 2に示す。対流(左辺第1項), 拡散項(右辺第3項)については Rodi⁽²¹⁾ 近似を用い代数応力モデルとした。こうして解いた速度場の解析結果については第2種二次流れ, レイノルズ応力を実験と比較したが比較的良好に予測した。詳細は別報⁽⁷⁾にて報告した。この乱流場における速度分布, レイノルズ応力分布を用いて温度場を解くこととした。

3.3 乱流熱流束輸送方程式 乱流熱流束輸送方程式の厳密式は以下のように示される。

Table 1 Modelling of the pressure-strain correlation terms

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-C_1 \frac{\varepsilon}{k} (\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij})$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{C_2 + 8}{11} (P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij}) + \zeta k (\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i})$ $-\frac{8C_2 - 2}{11} (D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij})$
$[\pi_{ij} + \pi_{ji}]_w$	$C_1 = C_1^* + C_1' f(\frac{L}{X_w}) \quad C_2 = C_2^* + C_2' f(\frac{L}{X_w})$ $\zeta = \zeta^* + \zeta' f(\frac{L}{X_w})$
$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial X_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial X_k}$ $P_k = -\overline{u_i u_i} \frac{\partial U_k}{\partial X_i} \quad f(\frac{L}{X_w}) = \frac{C_\mu^{\frac{3}{4}} k^{\frac{3}{4}}}{\kappa \varepsilon X_w}$	$D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial X_j} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial X_i}$

Table 2 Constants in the pressure-strain correlation terms

C_1^*	C_2^*	ζ^*	C_1'	C_2'	ζ'
1.4	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.1

$$\begin{aligned} \frac{Du_i T'}{Dt} = & - \left(\overline{u_i u_j} \frac{\partial T}{\partial X_j} + \overline{u_j T'} \frac{\partial U_i}{\partial X_j} \right) \\ & + \frac{p}{\rho} \frac{\partial T'}{\partial X_i} \\ & - \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\overline{u_i u_j T'} + \frac{p}{\rho} T' \delta_{ij} \right) \\ & - (\nu + a) \frac{\partial T'}{\partial X_j} \frac{\partial u_i}{\partial X_j} \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

上式の右辺各項は第1項より生成項, 圧力・温度こう配相関項, 拡散項, 散逸項の各項を表している。数値計算のうえで問題となる対流, 拡散項に対しては速度場同様, Rodi⁽²¹⁾ 近似を温度場へ拡張しモデル化する。モデル化した式を以下に示す。

$$\begin{aligned} \frac{Du_i T'}{Dt} - \text{Diff}_{iT} = & \frac{\overline{u_i T'}}{2k} (P_k - \varepsilon) \\ & + \frac{\overline{u_i T'}}{2T'^2} (P_T - \varepsilon_T) \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

左辺の Diff_{iT} は乱流熱流束輸送方程式(2)の拡散項を示す。上式にて, 温度変動輸送方程式の生成項を示す P_T と散逸 ε_T とが等しいことを仮定し, 右辺第2項は省略すると最終的に上式は以下のモデル式にて示される。本解析では以下の代数式を用いて解析を行った。

$$\frac{Du_i T'}{Dt} - \text{Diff}_{iT} = \frac{\overline{u_i T'}}{2k} (P_k - \varepsilon) \dots\dots\dots (4)$$

モデル化のうえで特に重要となる圧力・温度こう配相関項に関しては, 異なる考え方でモデル化された2種類のモデルを用いた。以下にそのモデル化について説明する。

3.3.1 Lumley-Launders モデル 圧力・温度こう配相関項は浮力による影響を無視すると以下の式にて表現される。

$$\begin{aligned} \frac{p}{\rho} \frac{\partial T'}{\partial X_i} = & \frac{1}{4\pi} \int \left\{ \left(\frac{\partial^2 u_i u_m}{\partial X_i \partial X_m} \right)' \frac{\partial T'}{\partial X_i} \right. \\ & \left. + 2 \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_m} \right)' \left(\frac{\partial u_m}{\partial X_i} \right)' \frac{\partial T'}{\partial X_i} \right\} \frac{dVol}{|x - x'|} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

上式で'のついた項およびつかない項は, おのおの x および x' における位置を示し, x, x' は直交座標上での任意の2点までのベクトルを示している。右辺第1項は, 速度および温度の変動成分から成る項 $\pi_{iT,1}$ (slow 項) であり, 第2項は平均速度こう配を含む項 $\pi_{iT,2}$ (rapid 項) である。slow 項に関してはいくつかのモデルが提唱されている。Lumley⁽¹⁷⁾ は Monin⁽²²⁾ が提唱したモデルに対し, モデル定数値にレイノルズ応力の非等方性項を考慮して以下の式を提示した。本解析の $\pi_{iT,1}$ には, この Lumley⁽¹⁷⁾ のモデルを用いた。

$$\begin{aligned} \pi_{iT,1} = & -c_{1T} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i T'} - c_{1T}' \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{\overline{u_i u_j}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \right) \overline{u_j T'} \\ & \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

平均速度こう配を含む項 $\pi_{iT,2}$ については、以下のよう
に定義できる。

$$\pi_{iT,2} = \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_m} \right) b_{1i}^m \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 b_{1i}^m は圧力・ひずみ相関項の四次相関テンソルに相当するものであり三次の相関テンソルで示される。この三次相関テンソルに対する制約条件は以下のよう
に示される。

$$\begin{aligned} b_{1i}^m &= b_{1i}^m \\ b_{mi}^m &= 0 \dots\dots\dots (8) \\ b_{1i}^m &= 2u_m T' \end{aligned}$$

制約条件は、順に対称性、連続の式を満足するための条件、グリーン
の定理より導かれる三次相関テンソルの特解を示している。Launder⁽¹⁸⁾ は上の制約条件を満足する三次相関テンソルとして以下の式を示した。

$$b_{1i}^m = \{c_{2T}\delta_{1i}\delta_{mr} - c_{2T}'\beta(\delta_{1m}\delta_{ir} + \delta_{im}\delta_{1r})\}u_r T' \dots\dots\dots (9)$$

上式と式(7)より rapid 項は、以下のよう
にモデル化される。

$$\pi_{iT,2} = c_{2T}u_m T' \frac{\partial U_i}{\partial X_m} - c_{2T}'\beta u_m T' \frac{\partial U_m}{\partial X_i} \dots\dots\dots (10)$$

なお式中の定数は制約条件より一意的に求められる。本解析では上式を用いて解析する。

また、本モデルでは、速度場同様壁面による影響を加味するため定数系が壁面からの距離で変化することを考慮し定数を以下のように定義した。

$$\begin{aligned} c_{1T} &= c_{1T}^* \left\{ 1 + c_{1T, wf} \left(\frac{L}{X_w} \right) \right\} \\ c_{1T}' &= c_{1T}'^* \left\{ 1 + c_{1T, wf} \left(\frac{L}{X_w} \right) \right\} \dots\dots\dots (11) \\ c_{2T} &= c_{2T}^* \left\{ 1 + c_{2T, wf} \left(\frac{L}{X_w} \right) \right\} \\ c_{2T}' &= c_{2T}'^* \left\{ 1 + c_{2T, wf} \left(\frac{L}{X_w} \right) \right\} \end{aligned}$$

上式中、関数 f は表 1 に示す f と同一定義される関数であり、壁面近傍では 1 の値を、壁面から離れるにつれ減少する。また、定数系は局所平衡状態を仮定した単純せん断流において乱流プラントル数が $Pr_t = 0.67$ となること、また、壁面乱流における乱流プラントル数が $Pr_t = 0.92$ であることから導出し $c_{1T}^* = 3.9$, $c_{1T}'^* = -2.5$, $c_{2T}^* = 0.8$, $c_{2T}'^* = 0.2$, $c_{1T, w} = 0.25$, $c_{2T, w} = -0.46$ とした。

3.3.2 Jones-Musongge モデル 式(5)に示す圧力・温度こう配相関項のモデル化に際しては、slow 項、rapid 項に分離して各項に対してモデル化する方法が一般的である。しかし Jones-Musongge は slow 項、rapid 項も平均温度場、平均速度場に依存し、それ

ぞれの項に分離してモデル化することはできないと考え、両項の和に対してモデル化を行っている。その際、圧力・温度こう配相関項は乱流熱流束、平均温度こう配、平均速度こう配、三次相関テンソルの関数と考え、パッシブスカラの線形性を考慮して、以下のようにモデル化した。

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\rho} \frac{\partial T'}{\partial X_i} &= \frac{c_{\phi 1}}{1 + c_{\phi 1}' \sqrt{b_{ij} b_{ij}}} \frac{\varepsilon}{k} u_i T' + 2c_{\phi 2} b_{ijk} \frac{\partial T}{\partial X_j} \\ &+ d_{ijk} \frac{\partial U_j}{\partial X_k} \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ここで

$$d_{ijk} = c_{\phi 3} \delta_{ij} u_k T' + c_{\phi 4} \delta_{ik} u_j T' + c_{\phi 5} \delta_{jk} u_i T' \dots\dots\dots (13)$$

$$b_{ij} = \frac{u_i u_j}{2k} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \dots\dots\dots (14)$$

である。モデル式に含まれる定数に関しては、格子乱流における乱流熱流束測定結果、局所平衡状態が成立する単純せん断流の測定結果から、各定数を導出し、 $c_{\phi 1} = c_{\phi 1}' = 3.0$, $c_{\phi 2} = 0.12$, $c_{\phi 3} = 1.09$, $c_{\phi 4} = 0.51$ とした。 $c_{\phi 5}$ を含む項は $j = k$ のときに連続の式を満足することになり実質 $c_{\phi 5} = 0.0$ である。

なお、上記 2 種類のモデルに対し乱流熱流束輸送方程式の右辺第 4 項の散逸項に関しては、流れが高レイノルズ数で局所等方性が成立するものと仮定し省略した。

3.4 数値解析 計算領域は、図 1 に示す領域のうち系の対称性を考慮し 1/2 断面とした。レイノルズ数は実験と同じ $Re = 6.5 \times 10^4$ である。温度場は実験同様、等温加熱の条件を与える。計算格子数は、1/2 断面に 22×42 の格子を設定した。計算は速度場を解いて、その後、速度場の計算結果を用いて温度場を解くこととした。したがって、本解析においては浮力の影響は少ないものとし、その値を無視して解析を行った。両計算対象場ともに完全発達領域を計算した。

速度場を解く際には、管路に設置された微小突起形状を直接的に考慮することなく、乱流エネルギー、乱流散逸の境界条件に粗面による影響を間接的に組み入れ計算を行う手法を取った。したがって、計算では一様粗面壁を仮定している。また、その境界条件設定の際、本解析は高レイノルズ数流れ場であることより壁関数を用い、粗面壁の対数速度分布を使用することになるが、Fujita ら⁽²⁾ により測定された以下の対数速度分布を用い、乱流エネルギー、乱流散逸境界条件の設定を行った。

$$\frac{U_1}{U_\tau} = \frac{1}{0.42} \ln \left(\frac{U_\tau y}{\nu} \right) - 8.4 \dots\dots\dots (15)$$

一方、滑面壁に対しては以下の式を用いた。

$$\frac{U_1}{U_\tau} = \frac{1}{0.42} \ln\left(\frac{U_\tau y}{\nu}\right) + 5.5 \quad \dots\dots\dots (16)$$

また、各コーナ部の最近傍に位置する計算格子点は、両壁の影響を受けるため、両壁による生成が散逸と均衡することを考慮し境界条件を設定することが必要と思われるが、本解析においては特別な扱いは行わなかった。壁からの距離を示す X_w に関してもコーナ部に位置する点は、他の点同様壁面までの最短距離にて代表させた。

数値解析手法には、スタッガート格子系を用い、有限体積法により各方程式の離散化を行った。対流項の差分スキームは速度成分について QUICK(三次精度の風上差分)、乱流特性量の k, ε については PLDS(セル Peclet 数のべき乗で表現されるスキーム)をおおの使用した。圧力解法については、連続の式より圧力補正式を導き、連続の式を満足するよう、速度および圧力の補正を行う SIMPLE 法を用いた。

一般に浮力が作用する場合には速度場、温度場を連成させて解くが、本解析では浮力による影響は小さいものとし速度場、温度場を独立に解くこととした。したがって、速度場を解いた後、その速度場の結果を用いて温度場を独立に解いた。

4. 結果と考察

4.1 速度場における比較結果 速度場における計算結果と実験結果との比較は、別報⁽⁷⁾にて詳細に報告したが、粗面壁乱流場における流動挙動を理解するため、主流方向速度、第2種二次流れの実験との比較結果を示す。図2は、主流方向速度等値線の廣田ら⁽¹⁴⁾の実験結果、および本計算結果を比較したものである。各等値線は、管路断面中心速度 U_c で無次元化し

表示してある。また、図2中の下部の点線は粗面壁の粗さ要素高さを示している。実験結果の粗面壁に対向する滑面壁側の等値線は、 X_3 軸近傍にて中心部方向にくぼんだ分布を示しているのに対して、粗面壁側の等値線は、滑面壁側ほどの等値線のひずみは認められず、壁面と平行な分布を示している。また、主流方向速度の最大速度の位置は、管中心よりやや上方に位置する。さらに、流体は抵抗の少ない粗面と対向する滑面壁側を多く流れる結果、滑面壁側にてその等値線は密な分布となっている。計算結果の等値線分布と、これらの現象について比較検討すると、その傾向を再現していることが理解できる。しかし、等値線のひずみ程度、絶対値等に差が認められる。

図3は、第2種二次流れベクトル図を比較した結果である。底壁面に粗面壁をもつ場合には、左右対称軸(X_3 軸)→粗面壁→粗面壁に隣接する滑面壁→粗面壁に対向する滑面壁→左右対称軸という流動パターンを示し、正方形断面内では、二つの大きな渦が形成されることになる。この大きな流動パターンは両結果で共通しているが、計算において粗面壁に対向する滑面壁のコーナ部にて小さな渦が形成されていることがわかる。最近報告された Naimi-Gessner⁽⁹⁾ の計算結果、その論文に引用されている Demuren-Rodi⁽¹⁰⁾ の計算結果においても、コーナ部の小さな渦の存在を予測している。これは、粗面壁の乱れにより誘起される二次流れとは異なり、滑面壁コーナ部の乱れにより誘起されたものと解釈される。実験において、コーナ部近傍のベクトルのうち、コーナ部へ向かうベクトルは認められるが循環流を形成するまでには至っていない。一方、粗面壁近傍にて二次流れベクトル強度に差が認められるが、一様粗面壁を仮定した影響と考えられ

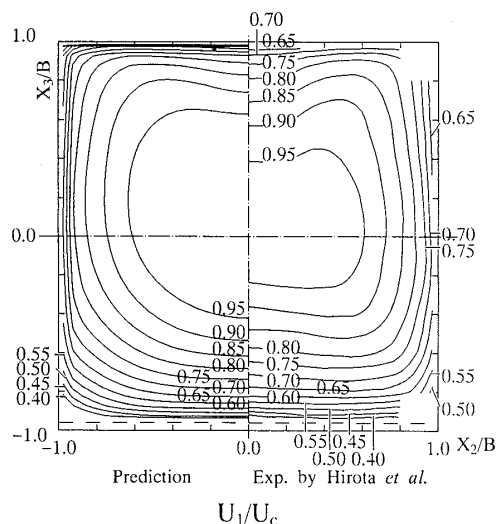


Fig. 2 Comparison of streamwise velocity

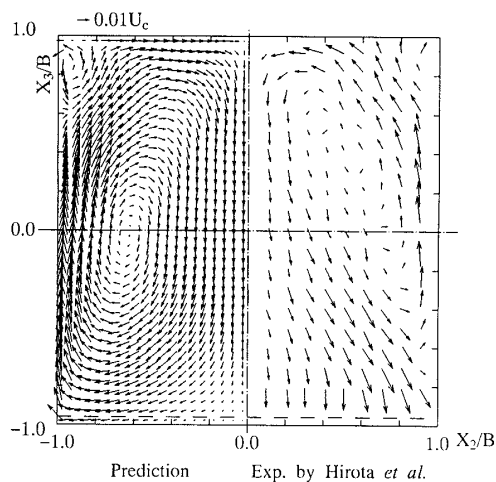


Fig. 3 Comparison of secondary flow

る。また、ここに示した加熱流路における第2種二次流れ分布は、等温場におけるそれとほとんど差は認められない⁽¹²⁾。

4.2 乱流熱流束モデル比較

4.2.1 温度分布比較 Lumley-Launder (以降 LL モデル), Jones-Musonge モデル (以降 JM モデル) による解析結果を実験値と比較した結果をそれぞれ図4, 5に示す。実験結果は図2に示した実験結果の主流方向速度等値線分布とほぼ似た分布を有することがわかる。こうした等値線分布のひずみは第2種二次流れに起因するものであり、第2種二次流れを正確に再現することが不可欠であることを示唆している。両乱流熱流束モデルともこうした等値線分布のひずみを再現しているが、定量的には JM モデルのほうが実験値との差は大きなものとなっている。特に 0.95 の等値ラインは中心から壁面に向かい大きく張

り出した分布を示し、その結果、粗面壁近傍、粗面壁と対向する滑壁面近傍で等値線分布は LL モデルと比較して密な分布となっている。

4.2.2 乱流熱流束分布の比較 図6, 7は、それぞれ乱流熱流束 $-\overline{u_1 T'}$ を LL, JM モデルの計算結果と実験結果とで比較したものである。実験結果から $-\overline{u_1 T'}$ の特徴的現象として、その最大値は粗面壁近傍に認められること、その値は管路中心部に向かって徐々に減少し、粗面壁と対向する滑壁面側で、等値線はコーナ部に突き出た分布となることが指摘できる。こうした傾向は両モデルにて再現されている。実験との比較結果から JM モデルは、LL モデルに比べ粗面壁近傍、粗面壁と対向する滑壁面近傍にて大きな値を示すことがわかる。これは、JM モデルには温度こう配を含む項が直接的に含まれるため、 X_3 軸に沿う温度こう配が大きいことに起因するものと思われる。実

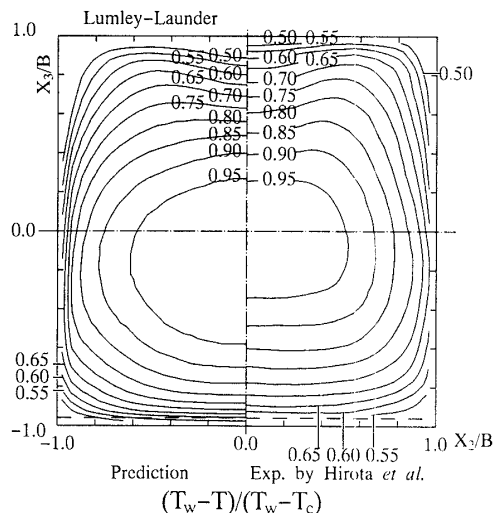


Fig. 4 Comparison of mean temperature of LL model

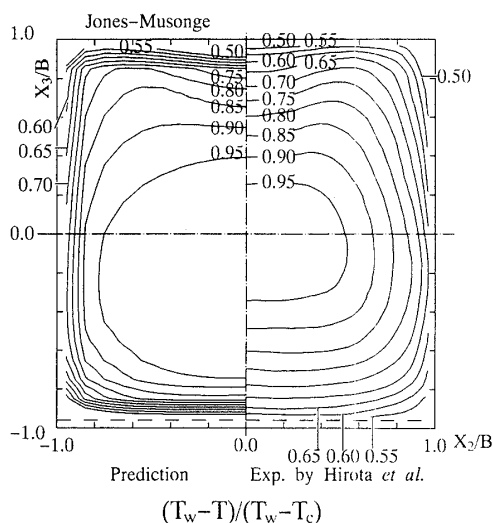


Fig. 5 Comparison of mean temperature of JM model

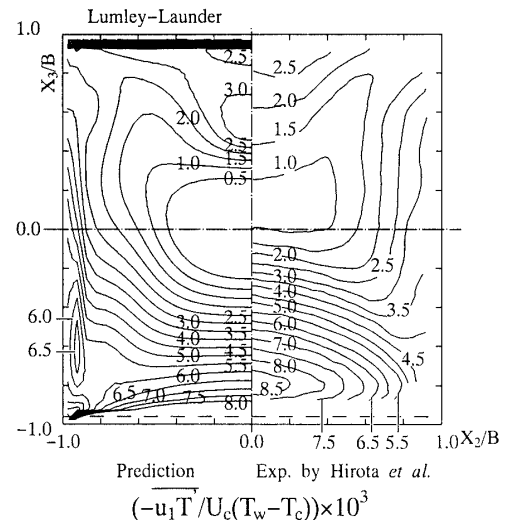


Fig. 6 Comparison of turbulent heat flux $-\overline{u_1 T'}$ of LL model

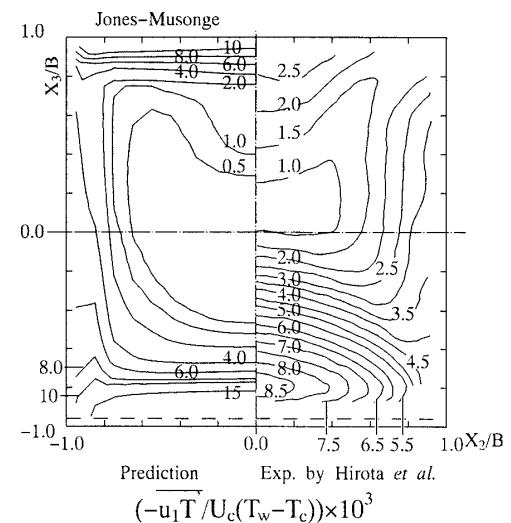


Fig. 7 Comparison of turbulent heat flux $-\overline{u_1 T'}$ of JM model

際、図5に示すJMモデルの温度等値線分布から、粗面壁近傍、粗面壁と対向する滑面壁近傍の等値線分布は密な分布となっており、温度こう配は大きくなるものと予測される。LLモデルでは左側壁の粗面壁近傍にて、島状の等値線6.0, 6.5を予測しているが、実験にはこうした分布は認められない。

図8, 9は乱流熱流束 $-\overline{u_2 T'}$ を計算、実験結果とで比較したものである。図8にLLモデル、図9にJMモデルの結果を示す。乱流熱流束 $-\overline{u_2 T'}$ の特徴的な現象は零ラインの等値線を挟んで、異符号領域を形成すること、その絶対値の最大は側壁側に形成されることであるが、こうした分布はレイノルズ応力 $-\overline{u_1 u_2}$ と共通した分布となる⁽⁷⁾。両モデルを実験結果と比較すると粗面壁と対向する滑面壁近傍では、LLモデルの

ほうが実験値に近い値を示している。両モデルとも絶対値の最大は側壁の粗面壁側にて認められるが、実験値と比較すると大きな値を示し、両モデルとも実験値を正確に再現するには至らない。

図10, 11は乱流熱流束 $-\overline{u_3 T'}$ を計算、実験結果とで比較したものである。乱流熱流束 $-\overline{u_3 T'}$ も零ラインを挟んで異符号領域を形成することが特徴的な現象として指摘できるが、その零ラインは X_2 軸に沿う分布となり、前述の $-\overline{u_2 T'}$ とは異なる。またその絶対値の最大は粗面壁近傍に形成される。LLモデルは、この絶対値を実験値と比較して大きく予測している。これに対しJMモデルはLLモデルよりは小さな値を予測し、むしろ実験結果に近い値を示している。粗面壁と対向する滑面壁側領域における等値線分布を実験

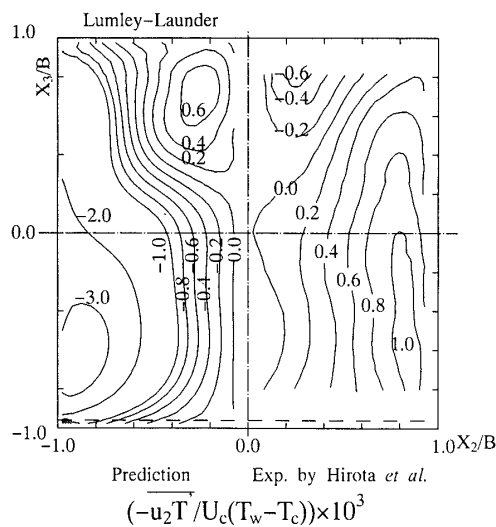


Fig. 8 Comparison of turbulent heat flux $-\overline{u_2 T'}$ of LL model

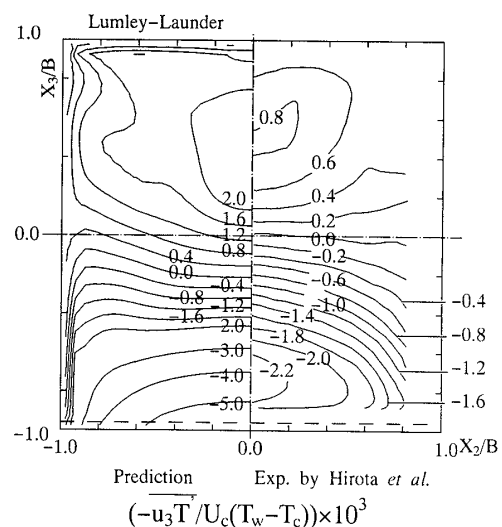


Fig. 10 Comparison of turbulent heat flux $-\overline{u_3 T'}$ of LL model

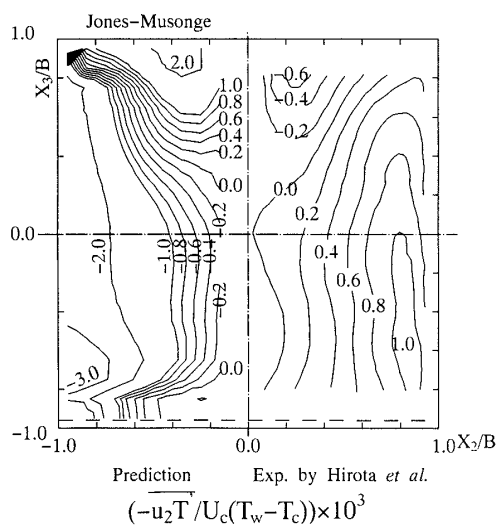


Fig. 9 Comparison of turbulent heat flux $-\overline{u_2 T'}$ of JM model

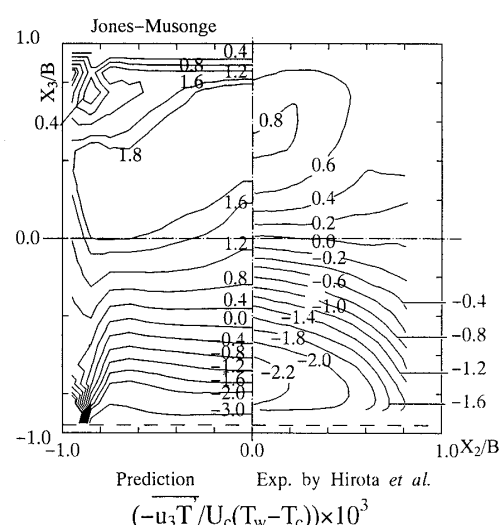


Fig. 11 Comparison of turbulent heat flux $-\overline{u_3 T'}$ of JM model

結果と比較すると、両モデルとも実験等値線分布を定性的、定量的に再現するには至らない。両モデルともその値を実験値より大きく予測し、実験結果に見られるような島状等値線分布とかけ離れた分布を示す。特にこの傾向は JM モデルにて顕著である。

以上のように両モデルとも、乱流熱流束の特徴的分布は再現するが、定量的な一致までは至らず、さらにモデルの改良が必要と思われる。

5. 結 論

粗面壁を有する乱流熱伝達現象を 2 種類の乱流熱流束モデルにより解析し、実験結果と比較することにより以下の結論を得た。

(1) 平均温度分布は、粗面壁と対向する滑面壁側にてひずんだ等値線分布を呈するが、両モデルともこうした特徴的分布を再現する。定量的には LL モデルのほうがより実験値に近い分布を再現する。

(2) 乱流熱流束 $-\overline{u_1 T'}$ の予測においては、JM モデルのほうが粗面壁近傍、粗面に対向する滑面壁近傍にて大きな値を示し、LL モデルのほうがより妥当な結果を示す。

(3) 乱流熱流束 $-\overline{u_2 T'}$ 分布は、左右対称軸に沿う零ラインを挟んで、異符号領域を形成するが、両モデルともこうした分布を再現する。しかし定量的には LL モデルのほうが、粗面壁に対向する滑面壁近傍にて実験値に近い値を予測する。

(4) 乱流熱流束 $-\overline{u_3 T'}$ も零ラインを挟んだ異符号領域を形成し、その絶対値の最大は粗面壁近傍に存在する。その絶対値の最大については JM モデルのほうが実験結果に近い値を示している。粗面壁に対向する滑面側領域では両モデルともに、実験等値線分布を良好に再現するには至らない。

(5) 本解析にて対象とした 2 種類の乱流熱流束モデルは、いずれも実験結果を十分に再現するには至らず、さらなる改良が必要である。

最後に本研究遂行に際し文部省科学研究補助金 [基盤研究(C), No. 10650198] の援助を得たことを付記し、謝意を表する。

文 献

- (1) Humphrey, J. A. C. and Whitelaw, J. H., *Turbulent Shear Flows*, 2 (1980), 174-188, Springer-Verlag.
- (2) Fujita, H., Yokosawa, H., Hirota, M. and Nagata, C., *Chem. Eng. Comm.*, 74 (1988), 95-110.
- (3) Fujita, H., Hirota, M., Yokosawa, H. and Hasegawa, M., *JSME Int. J.*, Series II, 33-4 (1990), 692-701.
- (4) 廣田真史・藤田秀臣・横澤肇・田中弥生, 機論, 61-582, B (1995), 420-426.
- (5) 須藤浩三・高見敏弘・岡村浩・檜原秀樹, 機論, ターボ機械, 23-8 (1995), 25-30.
- (6) Zhang, H., Faghri, M. and White F. M., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 118 (1996), 255-259.
- (7) 杉山均・秋山光庸・松本将師・平田賢, 機論, 59-561, B (1993), 1510-1517.
- (8) 杉山均・秋山光庸・篠原康則, 機論, 64-618, B (1998), 342-349.
- (9) Naimi, M. and Gessner, F. B., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 119 (1997), 550-558.
- (10) Demuren, A. O. and Rodi, W., *J. Fluid Mech.*, 140 (1984), 158-222.
- (11) 杉山均・秋山光庸・芹沢寿行, 機論, 56-531, B (1990), 3328-3335.
- (12) 藤田秀臣・横澤肇・廣田真史・西垣聡, 機論, 53-492, B (1987), 2370-2376.
- (13) Han, J. C., Glicksman, L. R. and Rohsenow, W. M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 21 (1978), 1143-1155.
- (14) 廣田真史・藤田秀臣・板倉昭三・湯浅裕行, 第 34 回伝熱シンポジウム講演論文集, II (1997), 347-348.
- (15) 廣田真史・藤田秀臣・中村真一・板倉昭三, 第 28 回乱流シンポジウム講演論文集, (1996), 83-84.
- (16) 杉山均・秋山光庸・松本将師・平田賢, 機論, 60-576, B (1994), 2840-2847.
- (17) Lumley, J. L., *Lecture Ser. 76, von Karman Inst. Fluid Dyn.*, Beligum, (1975).
- (18) Launder, B. E., *J. Fluid Mech.*, 67 (1975), 569-581.
- (19) Jones, W. P. and Musonge, P., *Phys. Fluids*, 31 (1988), 3589-3604.
- (20) Craft, T. J. and Launder, B. E., *Proc. 7th Symp. Turbulent Shear Flows*, (1989), 17.1.1-17.1.6.
- (21) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, 56 (1976), 219-221.
- (22) Monin, A. S., *Atmos. Ocean. Phys.*, 1 (1965), 25-30.