

正方形断面管路内における三次元乱流熱流動解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸^{*1}, 柴田 勝広^{*2}Heat and Mass Transfer Analysis of Developing
Turbulent Flow in a Square Duct

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA and Katsuhiko SHIBATA

A numerical analysis has been performed on three-dimensional developing turbulent flow in a square duct using a modified Reynolds stress equation model and transport equation model for turbulent flux. Special attention was paid to the relation between model constants and Reynolds stress distribution and the developing process of secondary flow of the second kind. Moreover, the method using a turbulent heat flux model was able to precisely predict the mean Nusselt number.

Key Words: Developing Turbulent Flow, Secondary Flow, Square Duct, Turbulent Heat Flux Equation, Reynolds Stress Model

1. 緒 言

正方形断面管内の流れは、比較的単純な流れであるにもかかわらず、乱れの非等方性により第2種二次流れが発生し、各レイノルズ応力値を正確に予測することが必要となり、その流れ解析は比較的難しい。したがって、この第2種二次流れが数値的に予測されたのは1973年(Launders-Ying⁽¹⁾)と、比較的近年になってからである。対照的に、実験では、Nikuradse⁽²⁾の染料による可視化実験以来、数多くの研究が報告されている。特徴的な実験としてレーザドップラー流速計を用いた助走区間の2断面において詳細にレイノルズ応力分布を測定した Melling-Whitlaw⁽³⁾の実験があげられるが、彼らの実験を含め、この第2種二次流れの発達の様子について言及した報告例は少ないようである。この第2種二次流れは、バルク速度の数%程度であるが管摩擦特性、熱伝達特性に少なからぬ影響を及ぼし、その発達機構について明らかにしておくことは研究の上からも、また工業的にも重要であると思われる。

著者らは、レイノルズ応力モデルについて現在提案されている代表的なモデルを取り上げ、差異分析を行い、各モデルの特徴を明確にした⁽⁴⁾。さらにそれらのモデルの差異分析結果を踏まえて、レイノルズ応力方程式中の圧力・ひずみ相関項に改良を加え、正方形断面管路内の助走区間発達乱流に適用し、Melling-Whitlaw⁽³⁾の実験結果と比較し、モデルの妥当性について検討を加えた⁽⁵⁾。

本報においては、温度場における解析も行っている Fujita-Hirota-Yokosawa⁽⁶⁾の正方形断面管内流を対象とし、速度場、温度場の実験値と比較し、モデルの特徴を明らかにすることを第1の目的とする。このときの温度場解析に際しては、速度場同様その非等方性を考慮する意味より、乱流熱流束方程式をモデル化し計算を行うものとする。また、前述の助走区間流れの第2種二次流れの発達の様子を、レイノルズ応力分布の発達と合せて考察を加えることを第2の目的とする。

2. 記 号

α : 温度伝導率

$C_1, C_2, C_1^*, C_1', C_2^*, C_2', C_{1T}, C_{2T}, C_{1T}^*, C_{1T}', C_{2T}^*, C_{2T}', C_{1T,w}, C_{2T,w}$: 経験定数

* 原稿受付 平成2年6月18日。

^{*1} 正員、宇都宮大学工学部 (〒321 宇都宮市石井町2753)。

^{*2} 正員、富士重工業(株) (〒320 宇都宮市陽南1-1-11)。

D_h : 水力直径
 P_k : 乱流エネルギーの生成率
 k : 乱流エネルギー
 Re : レイノルズ数 $= U_b D_h / \nu$
 T : 時間平均温度
 T_c : 断面中心温度
 T_w : 壁面平均温度
 u : 時間変動速度成分
 U : 時間平均速度分布
 U_b : 混合平均速度分布
 U_c : 断面中心速度
 $\alpha, \beta, \eta, \zeta, \nu$: 経験定数
 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
 ω : 渦度

3. 乱流モデル

3.1 レイノルズ応力方程式 レイノルズ応力方程式の厳密形は次のように示される。

$$\begin{aligned}
 \frac{D \overline{u_i u_j}}{Dt} = & - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \\
 & P_{ij} : \text{production} \\
 & + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\
 & \pi_{ij} : \text{pressure-strain correlation} \\
 & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} - \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j) \right\} \\
 & \text{Diff}_{ij} : \text{diffusion} \\
 & - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \\
 & \epsilon_{ij} : \text{dissipation}
 \end{aligned}
 \quad \dots\dots\dots (1)$$

数値計算の上で特に障害となるのは、左辺第1項の対流項ならびに右辺第3項の拡散項である。従来、これらの項に対しては、各項を省略し、代数応力モデルとして解くことが多かったが、対流項、拡散項の影響を多少とも考慮する意味より Rodi⁽⁷⁾近似を用いてモデル化を行った。

また、モデル化する上で特に問題となる上式の右辺第2項、圧力・ひずみ相関項に対しては、表1に示すようにモデル化を行った⁽⁵⁾。表1中、 $\pi_{ij,1}$ は純粋な乱れによる影響を、 $\pi_{ij,2}$ は平均流による影響を、 $\pi_{ij,w}$ は壁面による影響を示している。

定数決定に際しては、従来、モデル化された式を、単純せん断流、壁面近傍流れに適用し定数決定を行っ

ているが、本解析の場合には、Rodi近似を用いており非局所平衡状態の表現も可能となるため、Champagne-Harris-Corrsin⁽⁸⁾($\lambda = P_k/\epsilon = 1.0$)の実験データのほかに、Harris-Graham-Corrsin⁽⁹⁾($\lambda = P_k/\epsilon = 1.55$)の実験データも加味して定数決定を行っている。用いた定数系は表2に示すとおりである。

3.2 乱流熱流束方程式 乱流熱流束方程式の厳密形は次のように示される。

$$\begin{aligned}
 \frac{D \overline{u_i T'}}{Dt} = & - \overline{u_i u_j} \frac{\partial T'}{\partial x_j} - \overline{u_j T'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{p}{\rho} \frac{\partial T'}{\partial x_i} \\
 & P_{iT} : \text{production} \quad \pi_{iT} : \text{pressure-} \\
 & \quad \text{temperature gradient correlation} \\
 & - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_i u_j T'} + \frac{p}{\rho} T' \delta_{ij} \right) - (\nu + a) \frac{\partial T'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\
 & \text{Diff}_{iT} : \text{diffusion} \quad \epsilon_{iT} : \text{dissipation} \\
 & \dots\dots\dots (2)
 \end{aligned}$$

対流項、拡散項に対しては、レイノルズ応力方程式同様 Rodi⁽⁷⁾近似を拡張しモデル化する。ただし、このとき温度変動に対する生産と散逸とが等しいことを仮定してモデル化を行う。圧力・温度こう配相関項を構成する各要素は表3に示すようにモデル化する。純粋な乱れによる影響 $\pi_{iT,1}$ 、平均流の影響を含む項 $\pi_{iT,2}$ のモデル化は、Launder⁽¹⁰⁾により提唱されたものを用いた。表4には、用いた定数系を示してある。式(2)、右辺第4項のモデル化に際しては、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、この項は省略するものとした。

表1 圧力・ひずみ相関項のモデル化

$\pi_{ij,1} + \pi_{ij,2}$	$-c_1 \frac{\epsilon}{k} (\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij})$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ij,w}$	$-\frac{c_2 + 8}{11} (P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij}) + \zeta k (\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i})$ $-\frac{8c_2 - 2}{11} (D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij})$
$[\pi_{ij,1} + \pi_{ij,2}]_w$	$c_1 = c_1' + c_1'' f(\frac{y}{x_0}), c_2 = c_2' + c_2'' f(\frac{y}{x_0}), \zeta = \zeta' + \zeta'' f(\frac{y}{x_0})$

$$P_{ij} = - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad P_k = - \overline{u_k u_i} \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$$

$$D_{ij} = - \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$$

表2 圧力・ひずみ相関項中の定数系

c_1'	c_2'	ζ'	c_1''	c_2''	ζ''
1.4	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.1

4. 解析手法

4.1 座標系 計算モデルとし、正方形断面形状を有する管路を対象とする。座標系は図1に示すように、主流方向を X_1 、亜流方向を X_2, X_3 と定義する。計算対象領域は、系の対称性を考慮して全断面の1/4断面のみ計算を行うものとした。

4.2 計算対象モデル 正方形管路の助走区間乱流に対して、藤田⁽¹¹⁾らは、 $Re=65\,000$ において、レイノルズ応力分布に関する実験データを $X_1=89.8D_h$ (全長 $L=4\,500\text{ mm}$ 、一辺の長さ $D=50\text{ mm}$) の位置において示している。測定に際しては熱線風速計を用いて測定している。

温度場に対しては、全長 $95.4D_h$ のうち出口より $35D_h$ の区間を壁面一定の加熱条件に設定し、入り口より $X_1=93.4D_h$ 、加熱開始位置より $33D_h$ 下流位置の平均温度分布を測定している。

計算においては、実験条件に忠実になるよう発達しつつある助走区間流れとし計算を行うものとし、このとき、主流方向の拡散項のを省略した放物形方程式と

表3 圧力・温度こう配相関項のモデル化

$\pi_{1,1,1}$	$-c_{11}\frac{\epsilon}{k}U_1T - c_{11}^*\left(\frac{U_1U_1}{k} - \frac{2}{3}\delta_{11}\right)U_1T^*$
$\pi_{1,1,2}$	$c_{21}U_1T^* \frac{\partial U_1}{\partial x_1} - c_{21}^*U_1T^* \frac{\partial U_1}{\partial x_1}$
$\pi_{1,1,w}$	$c_{11} = c_{11}^* \left\{ 1 + c_{11,w} f\left(\frac{1}{X_w}\right) \right\} \quad c_{11}^* = c_{11}^* \left\{ 1 + c_{11,w} f\left(\frac{1}{X_w}\right) \right\}$ $c_{21} = c_{21}^* \left\{ 1 + c_{21,w} f\left(\frac{1}{X_w}\right) \right\} \quad c_{21}^* = c_{21}^* \left\{ 1 + c_{21,w} f\left(\frac{1}{X_w}\right) \right\}$

表4 圧力・温度こう配相関項中の定数系

c_{11}	c_{11}^*	c_{21}	c_{21}^*	$c_{11,w}$	$c_{21,w}$
3.9	-2.5	0.8	0.2	0.25	-0.46

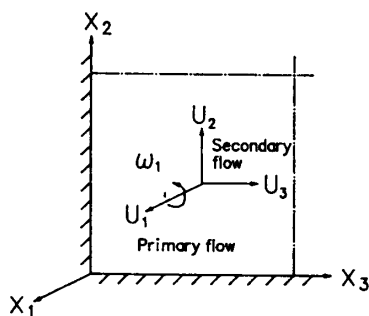


図1 座標系

して解くこととした。また助走区間長さは、水力直径の100倍とし計算格子は、主流方向に120の格子点を設け全体では $10 \times 10 \times 120$ の格子点を設定した。Melling-Whitelawの実験同様、藤田らの実験においても入口条件が不明であるため乱流エネルギー K 、および乱流散逸 ϵ に対し、 $K=U_2 \times 10^{-5}$ 、 $\epsilon=K^{3/2}/D_h$ として計算を行った。

5. 結果と考察

5.1 速度場解析 図2は $X_1=89.8D_h$ における計算結果と実験とを比較したものである。主流方向速度分布、乱流エネルギー分布を実験と比較すると、実験では第2種二次流れにより等値線図が大きくコーナ部にわい曲しているが計算ではそれほど大きなひずみは認められない。また第2種二次流れの絶対値も実験と比較すると小さく予測されている。また、せん断応力 u_1u_3 を比較すると、実験においては、零の等値線図が大きく張り出し、異符号領域を形成しているのに対し、計算においては、零の等値線図の張り出しが認められない。この相違も、第2種二次流れの大きさに左右される。というのも、モデル化されたレイノルズ応力方程式よりせん断応力 u_1u_3 を書き下すと次のように示される。ただし、問題を明確にするため、亜流方向速度は小さいものとして無視した。

$$\begin{aligned} u_1u_3 & \left\{ \frac{P_*}{\epsilon} - 1 + c_1 + \frac{k}{\epsilon}(1+3\beta)\frac{\partial U_1}{\partial x_1} \right\} \\ & = - \left\{ \frac{k}{\epsilon}(1-\alpha-\beta)u_3^2 + \frac{k}{3}(4\beta+\alpha)u_1^2 + \frac{\zeta k^2}{\epsilon} \right\} \end{aligned}$$

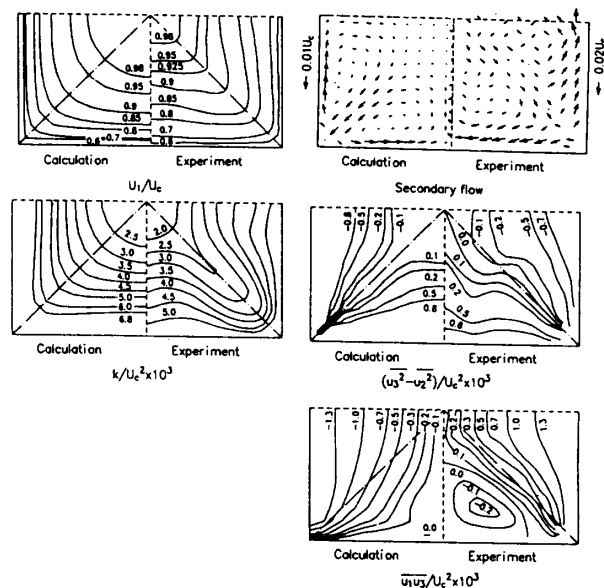


図2 各特性値の比較

$$\times \frac{\partial U_1}{\partial x_3} \dots \dots \dots (3)$$

上式よりわかるように $\overline{u_1 u_3}$ は、速度こう配 $\partial U_1 / \partial x_3$ を含む形として表現され、その速度こう配の符号により異符号領域を形成する。すなわち第2種二次流れによる主流方向速度等値線図の、対角線上に沿ってのコーナー部への突出し、左右対称線上に沿っての中心部への変形が大きくなるほどこの異符号領域の発生は顕著になるものと考えられる。

以上のように、本乱流モデルを用いると、第2種二次流れを小さく見積もる傾向を示す結果となるが、次にこの要因について検討を加える。この第2種二次流れの発生は、曲がり管などに見られる二次流れ、すなわち圧力こう配により発生する二次流れとは発生要因を異にするものであり、乱れの非等方性により発生する。主流方向 X_1 の渦度 ω_1 の輸送方程式を、完全発達乱流場にて導出すると次のように示される。

$$U_2 \frac{\partial \omega_1}{\partial x_2} + U_3 \frac{\partial \omega_1}{\partial x_3} = \nu \left(\frac{\partial^2 \omega_1}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \omega_1}{\partial x_3^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x_2 \partial x_3} (\overline{u_3^2} - \overline{u_2^2}) - \left(\frac{\partial^2}{\partial x_3^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right) \overline{u_2 u_3} \dots \dots \dots (4)$$

ここで

$$\omega_1 = \frac{\partial U_2}{\partial x_3} - \frac{\partial U_3}{\partial x_2} \dots \dots \dots (5)$$

式(4)よりわかるように、主流方向の渦度、すなわち第2種二次流れは、垂直応力の差 $(\overline{u_3^2} - \overline{u_2^2})$ およびせん断応力値 $\overline{u_2 u_3}$ により発生する。図2に、この垂直応力の差の分布を示してあるが比較的良好に実験結果を捕捉している。さらにこの垂直応力の差、せん断応力に関する式をモデル化された式より導出すると次のように示される。このとき、問題を明確にする意味より亜流速速度を含む項を省略した。

$$\begin{aligned} \overline{u_3^2} - \overline{u_2^2} &= \frac{4(4c_2 - 1)k}{11(P_k - \epsilon + c_1 \epsilon)} \\ &\times \left(\overline{u_2 u_1} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} - \overline{u_3 u_1} \frac{\partial U_1}{\partial x_3} \right) \\ \overline{u_2 u_3} &= \frac{2(4c_2 - 1)k}{11(P_k - \epsilon + c_1 \epsilon)} \\ &\times \left(\overline{u_2 u_1} \frac{\partial U_1}{\partial x_3} + \overline{u_3 u_1} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \right) \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

上式よりわかるように、垂直応力の差、せん断応力値は、定数 c_1, c_2 によりその値が大きく変化することが推測される。 c_1 を固定し c_2 が変化することを考えると、例えば $c_2 = 0.25$ のときは、第2種二次流れは発生しないことになる。

図3は、この c_2 を変化させた場合の主流速度、乱流エネルギー、せん断応力分布の変化を示したものである。このとき c_2 は、表2に示すように c_2^* , c_2' の二つの定数より構成されるが、 c_2^* のみを変化させて計算を行った。主流速度、等値線図ではわずかであるが、乱流エネルギー分布においては、定数が大きくなるに従って等値線図のひずみが認められる。またせん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の分布においては、異符号領域の発生が顕著に認められる。このように、この種の乱流モデルを用いると、圧力・ひずみ相関項中の平均流の影響を含む項に表れる定数 c_2 により第2種二次流れの絶対値は大きく左右されることがわかる。 c_2 のわずかな変化に対し、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の異符号領域の発生が大きく変化するのが特徴的である。

5.2 第2種二次流れの発達 この第2種二次流れは、古くより知られており、Nikuradse⁽²⁾の染料により可視化実験以来、限られた幾何形状ではあるが数多くの実験がなされている。また、この第2種二次流れは、等方性渦動粘性仮定では予測できず、高次の乱流モデル開発のための対象流れとして数値計算の面からも多くの研究が報告されている。1973年、Launder-Ying⁽¹¹⁾によりこの第2種二次流れが予測されて以来、多くの数値解析が公表されている。しかし、この第2種二次流れの助走区間での発達の様子について言及した報告は少ないようである。報告例の少ない理由としては、実験的に、長い助走区間を熱線風測計にて測定するのは物理的に難しいことがあげられる。この点レーザードップラー流速計を用いることが考えられるが、

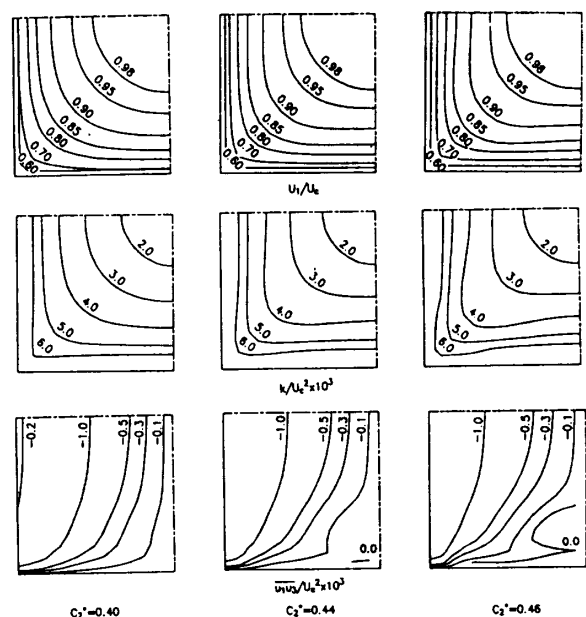


図3 定数変化による等値線図への影響

レーザドップラー流速計を用いた Melling-Whitelaw は 2 断面のみで測定を行い、第 2 種二次流れは 1 断面のみ呈示しているにとどまっている。そこで、第 2 種二次流れの発生要因となる垂直応力の差、せん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ の発達の分布も含め、第 2 種二次流れの発達挙動について検討を加えた。

図 4 は、 $X_1=10.3D_h$, $47.3D_h$, $100.3D_h$ における第 2 種二次流れ、垂直応力の差、せん断応力、および亜流速成分 U_2 の等値線図を示したものである。一般にこの種の助走区間内流れにおいては、各壁面より発達した速度境界層が徐々に発達し、やがて中心部に到達し互いに干渉し合い運動量交換を行う結果、主流中心速度は、この位置においてピーク値を取ることが知られている。 $X_1=47.3D_h$ は、ほぼこの位置に相当する断面である。 $X_1=10.3D_h$ 断面の第 2 種二次流れを見ると、コーナ部より発生しており、また亜流速 U_2 の最大値は壁面近傍に現れていることがわかる。さらに垂直応力の差の分布も壁面近傍にて大きな値をとる分布となっている。運動量交換が最も活発に行われる $X_1=47.3D_h$ 断面においては、第 2 種二次流れは領域全

体に発達し垂直応力の差、せん断応力値とも同様の傾向が見られる。亜流速 U_2 の最大値は、壁面近傍で最大値をとるばかりでなく左右対称線でも認められる。さらに $X_1=100.3D_h$ まで発達すると、第 2 種二次流れは、 $X_1=47.3D_h$ 断面と比較するとその大きさは減少している。このことは、 $X_1=47.3D_h$ の左右対称線上、あるいは対角線上で認められた、亜流速 U_2 の最大値の領域が、 $X_1=100.3D_h$ では消滅、あるいは減少していることから推察される。このように第 2 種二次流れは、 $X_1=47.3D_h$ で最大値を取った後、一定値へ減少しながら漸近していくものと考えられるが、これは主流中心部速度と同様の発達挙動を示し興味深い。図 5 は、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の分布の発達の様子を示したものであるが、先に説明したように、このせん断応力分布に表れる異符号領域は、主流方向速度等値線図のひずみ割合に敏感に対応する。換言すれば第 2 種二次流れの大きさに対応するものであり図 5 に示すように、 $X_1=47.3D_h$ でこの異符号領域は最も大きく形成されていることより、第 2 種二次流れが発達の途中で最大値をとることを、この分布からもうかがい知ることができる。

以上の考察により、この第 2 種二次流れは次のような過程を経て発達していくものと思われる。すなわちコーナ部近傍壁面で生成される乱れにより、第 2 種二次流れは発生し、コーナ部から左右対称線に向かって流れる。その結果として対角線上の流体が引きこまれ、一對の渦へと成長していく。この間コーナ部壁面では第 2 種二次流れを誘起する乱れが生成される。さらに発達すると、運動量交換が最もさかんに行われる位置でピーク値をとった後、一定値へと減少しながら漸近していくものと考えられる。

5.3 温度場解析 図 6 は、レイノルズ数とヌッ

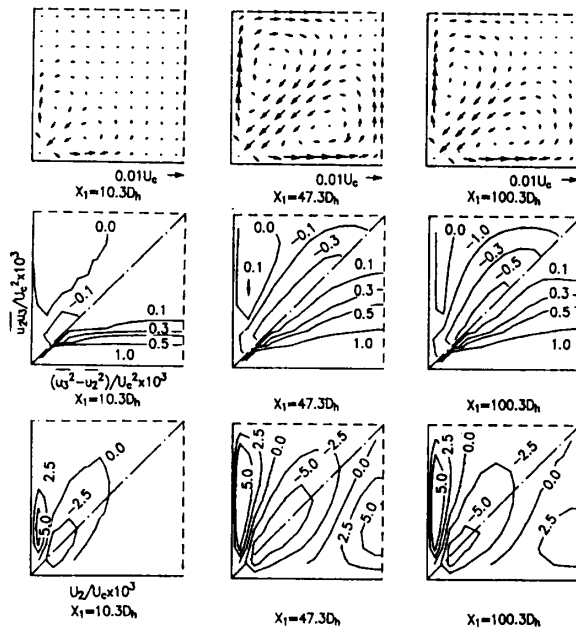


図 4 第 2 種二次流れの発達

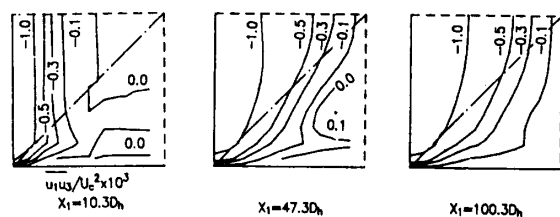


図 5 せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の発達

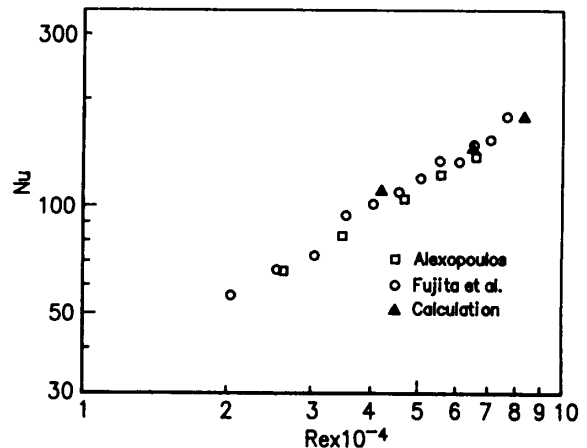


図 6 レイノルズ数とヌッセルト数との関係

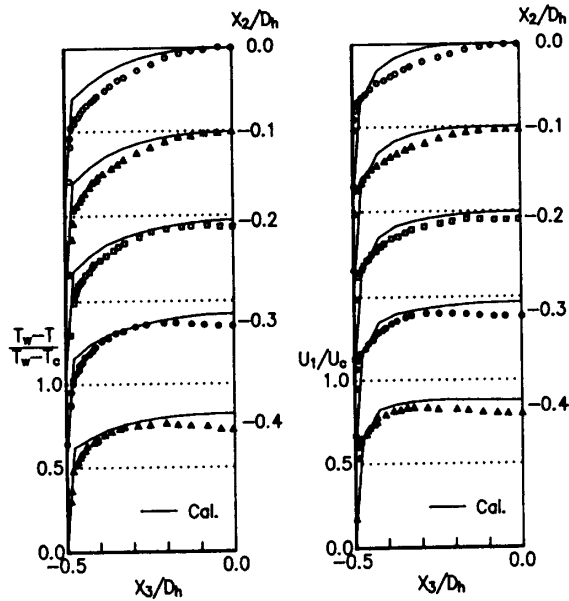


図7 温度分布, 速度分布の比較

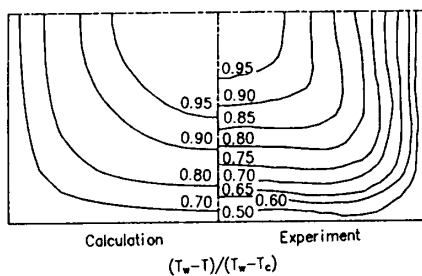


図8 等温線図の比較

セルト数との関係を示す Fujita⁽⁶⁾の実験値, ならびに Emery-Neighbors-Gessner⁽¹²⁾の論文に引用されている Alexopoulos の実験値と計算値とを示したものである。計算においては, $Re=42\,000, 83\,000$ でのヌッセルト数も算出し, そのこう配も検討した。図6よりわかるように絶対値, こう配とも, 実験値の変動内に納まっており比較的良好に予測しているものと考えられる。

図7に $X_1=93.4D_h$ における温度分布ならびに速度分布の実験値との比較を示す。特徴的なこととして, 実験においては, $X_2/D_h=-0.3, -0.4$ の分布において左右対称軸上 ($X_3/D_h=0$) 近傍で値が減少していることがあげられる。これは, 温度場の場合, 壁近傍の高温流体が中心部へ, 速度場の場合には速度の遅い流体が第2種二次流れにより運ばれるためと解釈できる。計算においては, この傾向をとらえていないが, これは先に説明したように, 本提示モデルにおいては, 第2種二次流れの強度を小さく予測する傾向によるものと

考えられる。図8は $X_1=93.4D_h$ において, 等温度線図を比較したものであるが計算結果においては等温線図の第2種二次流れによるひずみは実験ほど認められない。

また, 速度, 温度とも壁面近傍での速度こう配, 温度こう配を良好に予測しているとは言い難く, レイノルズ応力モデル, 乱流熱流束モデルに低レイノルズ数の影響を加味することが必要であろう。

6. 結 論

正方形断面管内乱流の熱流動現象を, 乱れの非等方性を考慮できるレイノルズ応力モデル, 乱流熱流束モデルを用いて解析し実験結果と比較検討した。レイノルズ応力方程式, 乱流熱流束方程式の対流項, 拡散項に対しては Rodi⁽⁷⁾近似を用いて代数応力モデルとして計算時間の短縮および計算の煩雑さの軽減を図った。温度分布までの実験を行った Fujita⁽⁶⁾らの結果と比較することにより次の結論を得た。

本解析で用いた, レイノルズ応力モデルにおいては第2種二次流れを小さく予測する傾向にあり, この第2種二次流れは, 圧力・ひずみ相関項中の定数 c_1, c_2 により大きく影響される。理論的考察によれば $c_2=0.25$ とすると第2種二次流れを誘起する垂直応力の差 $\overline{u_3^2} - \overline{u_2^2}$, およびせん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ の値が零となることより, 第2種二次流れは現れないことになる。またこの第2種二次流れは, 主流中心部速度同様, 周囲の壁面より発達した速度境界層が互いに干渉し運動量交換が最も盛んに行われる地点で最大値を取り, その後一定値へと減少しながら漸近していくことを明らかにした。さらに, 亜流速度成分が, 発達開始直後よりコーナ部壁面近傍にて最大値を取ることで, 第2種二次流れを誘起する乱れ成分はコーナ部壁面より常に生成されるものと推察できる。乱流熱流束モデルを用いた本解析手法によるとヌッセルト数のレイノルズ数による変化は比較的良好に予測することができた。しかし, 第2種二次流れの値が小さいため実験に認められるような等温線図のひずみは計算では認められない。

ここに代数応力モデルとして提示した解析手法は, 計算に多大の時間を費やすことなく非等方性乱流を扱える点有用な解析手法と思われる。さらに非等方性乱流モデルは, それが要求されるより複雑な流れに適用してこそその真価を発揮するものであり, 今後はより複雑な流れへの適用, そしてレイノルズ応力モデル, 乱流熱流束モデルへ低レイノルズ数の影響を加味することが必要であろう。

文 献

- (1) Launder, B. E. and Ying, W. H., *Heat Fluid Flow*, 3-2 (1973), 115-121.
- (2) Nikuradse, J., *VDI-Forschungsh.*, (1926), 281.
- (3) Melling, A. and Whitelaw, J. H., *J. Fluid Mech.*, 78 (1976), 289-315.
- (4) 秋山・河村・芹沢・杉山・功刀・西脇, 機論, 55-510, B (1989), 351-357.
- (5) 杉山・秋山・芹沢・機論, 56-531, B (1990), 124-131.
- (6) Fujita, H., Hirota, M. and Yokosawa, H., *Memo. Facul. Eng., Nagoya Univ.*, 40-2 (1989), 327-336.
- (7) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.* 56 (1976), 219-221.
- (8) Champagne, F. H., Harris, V. G. and Corrsin, S., *J. Fluid Mech.*, 41 (1970), 81-139.
- (9) Harris, V. G., Graham, A. H. and Corrsin, S., *J. Fluid Mech.*, 81 (1977), 657-687.
- (10) Launder, B. E., *J. Fluid Mech.*, 67 (1975), 569-581.
- (11) 藤田・横沢・広田, 日本機械学会第2回CFDワークショップ配布資料, (1989).
- (12) Emery, A. F., Neighbors, P. K. and Gessner, F. B., *Trans. ASME, J. Heat Transf.* 102 (1980), 51-57.