

レイノルズ応力モデルを用いた円管内ガス流の  
加熱層流化現象の解析\*鳥居 修一<sup>\*1</sup>, 清水 昭比古<sup>\*2</sup>  
長谷川 修<sup>\*3</sup>, 日笠 正晃<sup>\*4</sup>Numerical Analysis of Laminarizing Circular Tube Flows by Means  
of a Reynolds Stress Turbulence ModelShuichi TORII, Akihiko SHIMIZU,  
Shu HASEGAWA and Masaaki HIGASA

An attempt was made to simulate the laminarization phenomena of strongly heated gas flows within a circular tube by means of a Reynolds stress turbulence model by Launder and Shima. Numerical results show that the adopted model can reproduce the streamwise variation of the Stanton number of laminarizing flows, while there remains the task of improving the prediction accuracy in the subtle stage of the turbulent-to-laminar critical region. It was also found that when the flow is laminarized due to strong heating, radial and peripheral components of normal Reynolds stress are preferentially attenuated and consequently, the inherent anisotropy of circular tube flows is amplified.

**Key Words:** Laminarization, Reynolds Stress Turbulence Model, Convective Heat Transfer, Circular Tube Flows, High Heat Flux

## 1. 緒 言

管内を流れるガスを強く加熱すると、バルクレイノルズ数は乱流域にあるにもかかわらず下流で熱伝達係数が層流値にまで低下することがある。この加熱層流化現象の発生限界や熱伝達特性については近年ある程度明らかになってきている<sup>(1)~(6)</sup>。しかしながら、層流化を起こすほどのガス流はかなり高温であり、現状では信頼するに足る実験結果はバルクの熱伝達係数や圧力損失のデータを除いて存在しないので、その発生機構やその際の乱流構造の変化には依然未知の部分が残されている。例えば、河村<sup>(7)</sup>、Toriiら<sup>(8)</sup>および Fujiiら<sup>(9)</sup>は、それぞれ  $k-kL$  モデル、 $k-\varepsilon$  モデル、 $k-kL-\overline{uv}$  を用いた解析を行い、熱伝達係数の低下を乱流エネルギーの変化と関連づけているが、強い加速のもとで生ずると予想される乱れの非等方性は、基本的に等方的な乱れ構造を前提とするこれらのモデルでは当然再現できない。したがって、より精ちに現象を解析す

るためにはレイノルズ応力モデルを利用することが考えられる。

ガス流が高い熱流束で加熱される場合、壁面近傍の粘性係数が著しく増加して乱れが抑えられるので、壁近傍の低レイノルズ数領域におけるモデル化が熱伝達の予測精度を大きく左右すると考えられる。したがって、採用するレイノルズ応力モデルは必然的に壁近傍の低レイノルズ数領域を包含するものが望ましい。このような低レイノルズ数型のレイノルズ応力モデルのうち、Hanjalic-Launder<sup>(10)</sup>、Prud'homme-Elghobashi<sup>(11)</sup>のものでは、壁のごく近傍での乱れの強い非等方性の予測に不満がある。一方、Launder-Shima<sup>(12)</sup>は、応力非等方テンソルの不変量と乱れレイノルズ数を取り入れたモデルを提案してこの非等方性の強い領域での予測精度をある程度改善し、さらにこのモデルを非加熱の縮流加速による層流化現象の解析に適用して一定の成果を得ている。

本研究では、Launder-Shimaのレイノルズ応力モデルを、強く加熱される円管内ガス流の解析に適用し、3方向乱流強度やレイノルズ応力の変化から加熱層流化現象の発生機構を探る。

\* 原稿受付 平成3年11月28日。

\*<sup>1</sup> 正員、鹿児島大学工学部(〒890 鹿児島市郡元1-21-40)。\*<sup>2</sup> 正員、九州大学総合理工学研究所(〒816 春日市春日公園6-1)。\*<sup>3</sup> 正員、久留米工業高等専門学校(〒830 久留米市小森野町1232)。\*<sup>4</sup> 東芝(株)(〒100 東京都千代田区内幸町1-1-6)。

2. 記号

- $c_p$ : 定圧比熱 J/(K·kg)
- $D$ : 管直径 m
- $G$ : 単位面積当たりの質量流量 kg/(K·m<sup>2</sup>)
- $h$ : 熱伝達係数 W/(K·m<sup>2</sup>)
- $k$ : 乱流エネルギー  
 $=(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2$  m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>
- $Pr, Pr_t$ : 分子プラントル数, 乱流プラントル数
- $P$ : 圧力の時間平均値 Pa
- $q$ : 熱流束 W/m<sup>2</sup>
- $q_w^+$ : 無次元熱流束パラメータ  $= q_w / (G c_p \bar{T})_{in}$
- $r$ : 半径方向の座標 m
- $r_0$ : 半径 m
- $Re$ : レイノルズ数  $= \bar{\rho} U D / \mu$
- $Re_t$ : 乱流レイノルズ数  $= \bar{\rho} k^2 / (\epsilon \mu)$
- $St$ : スタントン数  $= h / (U \bar{\rho} c_p)$
- $T$ : 温度の時間平均 K
- $\bar{u}$ :  $x$  方向の時間平均速度 m/s
- $u$ :  $x$  方向の変動速度成分 m/s
- $\overline{uv}$ : レイノルズ応力 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>
- $u_r$ : 摩擦速度  $= (\tau_w / \bar{\rho})^{0.5}$  m/s
- $u^+$ : 無次元速度  $\bar{u} / u_r$
- $U$ : 管断面の平均速度 m/s
- $v$ :  $r$  方向の変動速度成分 m/s
- $\hat{v}$ :  $r$  方向の速度の瞬時値 m/s
- $w$ : 周方向の変動速度成分 m/s
- $x$ : 軸方向の座標, または加熱開始点からの距離 m
- $y$ : 壁からの距離 m
- $y^+$ : 無次元距離  $= \bar{\rho} u_r y / \mu$
- ギリシャ文字
- $\epsilon$ : 乱流エネルギー消散率 m<sup>2</sup>/s<sup>3</sup>
- $\lambda, \lambda_t$ : 熱伝導率, 乱流熱伝導率 W/(K·m)
- $\mu, \mu_t$ : 粘性係数, 乱流粘性係数 Pa·s
- $\bar{\rho}$ : 密度の時間平均値 kg/m<sup>3</sup>
- $\rho$ : 密度の変動成分 kg/m<sup>3</sup>
- $\hat{\rho}$ : 密度の瞬時値  $= \bar{\rho} + \rho$  kg/m<sup>3</sup>
- $\tau_w$ : 壁面せん断応力 Pa
- 添字
- $b$ : バルク
- $in$ : 加熱開始点
- $max$ : 最大値
- $p$ : 定圧
- $t$ : 乱流
- $w$ : 壁面

3. 管壁方程式と数値解法

強く加熱される管内ガス流を取扱う場合, これを非圧縮性流体とみなすことはできず, 物性値の温度依存性と密度変化の双方を考慮しなければならない<sup>(13)</sup>. 図1に示す円筒座標系に対し, 定常・軸対称を仮定して境界層近似を施すと, 採用した Launder-Shima のレイノルズ応力モデル(以下 LS モデルと呼ぶ)による支配方程式は以下のようになる.

(連続の式)

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho} \bar{u}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \bar{\rho} \bar{v}) = 0 \dots\dots\dots(1)$$

(運動量方程式)

$$\bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\rho} \overline{uv}) \dots\dots\dots(2)$$

(レイノルズ応力方程式)

$$\begin{aligned} \overline{u^2}: \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left( \mu + c_s \bar{\rho} \frac{k}{\epsilon} \overline{v^2} \right) \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial r} \right\} \\ &- 2(1-f_2) \bar{\rho} \overline{uv} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} - \frac{2}{3} f_2 \bar{\rho} \overline{uv} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} - f_1 \bar{\rho} \overline{u^2} \frac{\epsilon}{k} \\ &+ \frac{2}{3} (f_1-1) \bar{\rho} \epsilon + f_1 w f_x \bar{\rho} \overline{v^2} \frac{\epsilon}{k} - \frac{2}{3} f_2 w f_x \bar{\rho} \overline{uv} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \end{aligned} \dots\dots\dots(3)$$

$$\begin{aligned} \overline{v^2}: \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left( \mu + c_s \bar{\rho} \frac{k}{\epsilon} \overline{v^2} \right) \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial r} \right\} \\ &- \frac{2}{3} f_2 \bar{\rho} \overline{uv} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} - f_1 \bar{\rho} \frac{\epsilon}{k} \overline{v^2} + \frac{2}{3} (f_1-1) \bar{\rho} \epsilon \\ &- 2 \bar{\rho} \left( \nu + c_s \frac{k}{\epsilon} \overline{w^2} \right) \frac{\overline{v^2} - \overline{w^2}}{r^2} \\ &- 2 f_1 w f_x \bar{\rho} \frac{\epsilon}{k} \overline{v^2} + \frac{4}{3} f_2 w f_x \bar{\rho} \overline{uv} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \end{aligned} \dots\dots\dots(4)$$

$$\begin{aligned} \overline{w^2}: \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left( \mu + c_s \bar{\rho} \frac{k}{\epsilon} \overline{w^2} \right) \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial r} \right\} \\ &- \frac{2}{3} f_2 \bar{\rho} \overline{uv} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} - f_1 \bar{\rho} \frac{\epsilon}{k} \overline{w^2} + \frac{2}{3} (f_1-1) \bar{\rho} \epsilon \\ &+ 2 \bar{\rho} \left( \nu + c_s \frac{k}{\epsilon} \overline{v^2} \right) \frac{\overline{v^2} - \overline{w^2}}{r^2} \end{aligned}$$

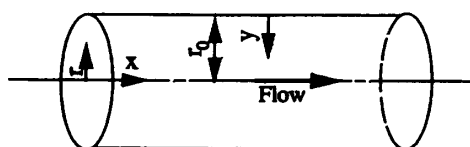


図1 計算体系

$$+ f_{1w} f_x \bar{\rho} \frac{\varepsilon \bar{v}^2}{k} - \frac{2}{3} f_{2w} f_x \bar{\rho} \overline{uv} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \dots\dots\dots (5)$$

$$\begin{aligned} \overline{uv} &: \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \overline{uv}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \overline{uv}}{\partial r} \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left( \mu + c_s \bar{\rho} \frac{k \bar{v}^2}{\varepsilon} \right) \frac{\partial \overline{uv}}{\partial r} \right\} \\ &\quad - \bar{\rho} \bar{v}^2 (1 - f_2) \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} - f_1 \bar{\rho} \overline{uv} \frac{\varepsilon}{k} \\ &\quad - \bar{\rho} \left( \nu + c_s \frac{k \bar{w}^2}{\varepsilon} \right) \frac{\overline{uv}}{r^2} \\ &\quad - \frac{3}{2} f_{1w} f_x \bar{\rho} \frac{\varepsilon}{k} \overline{uv} - \frac{3}{2} f_{2w} f_x \bar{\rho} \bar{v}^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

(乱流散逸率方程式)

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left( \mu + c_s \bar{\rho} \frac{k \bar{v}^2}{\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right\} \\ &\quad + \bar{\rho} (c_{e1} + \psi_1 + \psi_2) \frac{\varepsilon}{k} \overline{uv} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \\ &\quad - c_{e2} \bar{\rho} \frac{\varepsilon}{k} \left\{ \varepsilon - 2\nu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

(エネルギー方程式)

$$c_p \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial T}{\partial x} + c_p \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r (\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial r} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

上式中に現れるモデル定数とモデル関数を表1にまとめている。乱流モデルのレベルの整合性からいえば、エネルギー方程式に現れる乱流熱流束 $(-\bar{\rho} c_p \bar{v} T)$ の輸送方程式を解くことも考えられるが、式の数が増えることでの煩雑さを避けるために、これに対しては乱流熱伝導率 $\lambda_t$ を介して以下のよう配拡散近似を用いた。

表1 レイノルズ応力モデルの定数とモデル関数

$C_1$	2.58	$C_2$	0.75	$C_{1w}$	1.67	$C_{2w}$	0.5	$C_1$	2.5
$C_s$	0.22	$C_t$	0.18	$C_{1u}$	1.45	$C_{2u}$	1.9		
$A_2$	$\left(\frac{\bar{v}^2}{k} - \frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{\bar{v}^2}{k} - \frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{\bar{w}^2}{k} - \frac{2}{3}\right)^2 + 2\left(\frac{\bar{w}^2}{k}\right)^2$								
$A_3$	$\left(\frac{\bar{v}^2}{k} - \frac{2}{3}\right)^3 + \left(\frac{\bar{v}^2}{k} - \frac{2}{3}\right)^3 + \left(\frac{\bar{w}^2}{k} - \frac{2}{3}\right)^3 + 3\left(\frac{\bar{w}^2}{k}\right)^2 \left[\left(\frac{\bar{v}^2}{k} - \frac{2}{3}\right) + \left(\frac{\bar{v}^2}{k} - \frac{2}{3}\right)\right]$								
$A$	$1 - \frac{9}{8} A_2 + \frac{9}{8} A_3$								
$f_u$	$\frac{k^{3/2}}{C_1 \nu \varepsilon}$								
$f_{u1}$	$1 - \exp\{-0.0067 R_u\}$								
$f_{u2}$	$\exp\{-0.002 R_u\}$								
$f_1$	$1 + C_1 f_{u1} A A_2^{1/4}$								
$f_2$	$C_2 A^{1/2}$								
$f_{1w}$	$-\frac{2}{3} f_1 + C_{1w}$								
$f_{2w}$	$\frac{1}{2} \left[ \frac{2}{3} (f_2 - 1) + C_{2w} + \left  \frac{2}{3} (f_2 - 1) + C_{2w} \right  \right]$								
$\psi_1$	$1.5 A \left( -\frac{\bar{w}^2}{\varepsilon} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} - 1 \right)$								
$\psi_2$	$0.35 f_{u2} (1 - 0.3 A_2)$								

$$-\bar{\rho} c_p \bar{v} T = \lambda_t \frac{\partial T}{\partial r} \dots\dots\dots (9)$$

$$\lambda_t = \frac{\mu_t c_p}{Pr_t} \dots\dots\dots (10)$$

$$\mu_t = \frac{-\bar{\rho} \overline{uv}}{\partial \bar{u} / \partial r} \dots\dots\dots (11)$$

ここで、乱流プラントル数  $Pr_t$  は定数とせず、半径方向の分布を考慮した長野らの式<sup>(14)</sup>を採用した。

$$Pr_t = 0.86 \frac{1 - \exp\{-(y^+ / 26.5)^3\}}{1 - \exp\{-(y^+ / 30)^3\}} \dots\dots\dots (12)$$

以上の基礎式を次の境界条件のもとでコントロールボリューム法を用いて離散化した。

加熱開始点：流体力学的に十分発達した等温流の分布

$$r=0: \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial r} = \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial r} = \frac{\partial \bar{w}^2}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \overline{uv} = 0$$

$$r=D/2: \bar{u} = \bar{u}^2 = \bar{v}^2 = \bar{w}^2 = \overline{uv} = 0$$

$$\frac{q_w}{\lambda_w} = \frac{\partial T}{\partial r}, \varepsilon = 2\nu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2$$

時間平均速度を含む乱流諸量は壁近傍で急激に変化する。半径方向のメッシュ幅が壁近傍で小さく管中心で大きくなるようにメッシュを配置し、最低2個のメッシュが常に  $y^+ < 5$  の領域に存在するようにした。半径方向の各位置においてすべての従属変数の相対変化量の最大値が  $10^{-3}$  以下になったら収束と判断して下流へ計算を進めた。下流へのステップ幅は壁にいちばん近いメッシュ幅の7倍とし、この間隔で加熱区間114直径まで計算を行った。半径方向のメッシュの数を51から78まで変化させて計算を試行した結果、各乱流量はこの範囲で約1%以内で一致した。物性値は、プログラムパッケージ<sup>(15)</sup>を用いて繰返し計算のたびにその位置での温度と圧力から更新した。計算には九州大学大型計算機センターFACOM VP-200を使用し、計算に要した時間は高熱流束の場合が最大で約30minであった。

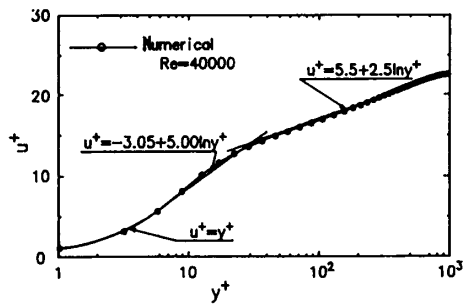
#### 4. 解析結果と考察

4.1 等温流と低熱流束加熱の場合 計算の信頼性を確認しさらに比較の基準を得るために、高熱流束加熱の場合の計算に先立って、等温流と低熱流束加熱の計算を行った。レイノルズ数が40000の等温流の場合に得られた主流方向平均速度、3方向乱流強度、レイノルズ応力の管断面分布をそれぞれ図2(a), (b)および図2(c)に示す。主流方向時間平均速度分布は粘性底層、遷移層、乱流コアの全領域においてほぼ壁法則と一致している。図2(b)の三つの破線はLaufer<sup>(16)</sup>の3方向乱流強度の測定値を示している。乱流強度の計算値は、壁からかなり離れた領域で半径

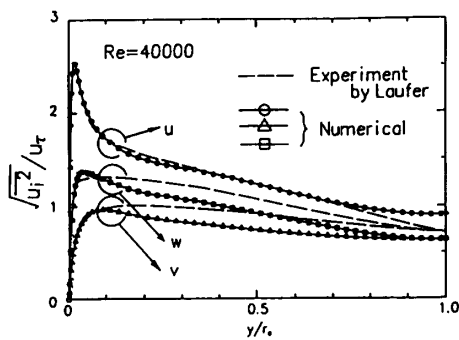
方向と周方向成分を低く見積もってはいるものの、全体的には応力の非等方性を良く再現している。レイノルズ応力に関しては、乱流コア領域において計算値は実験値よりやや低い、菱田ら<sup>(17)</sup>の実験結果のように壁から離れるにしたがって見られる直線的な分布は良く再現されている。

次に、無次元熱流束パラメータ  $q_{in}^+$  で 0.0001 程度の加熱を行った場合、加熱開始点から  $100D$  だけ下流でのバルク Stanton 数  $St_b$  とバルクレイノルズ数  $Re_b$  の関係を図 3 に示す。層流と乱流域の実線はそれぞれ層流の理論式<sup>(18)</sup>と Dittus-Boelter の実験式<sup>(19)</sup>である。計算値は両相関式とほぼ一致しており、 $Re_b = 2800$  付近で層流-乱流間の遷移が見られる。しかし、円管内ガス流の遷移レイノルズ数は通常約 2300 であり、計算結果はこの値よりもやや大きい。

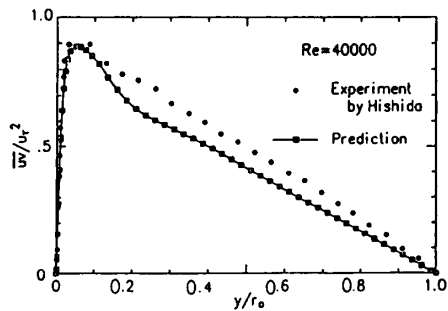
これらにより、採用した LS モデルは高レイノルズ



(a) 速度分布



(b) 3方向乱流強度分布



(c) レイノルズ応力分布

図 2 等温流における計算値と実験値との比較

数の乱流コア領域と層流-乱流の遷移領域付近の予測精度などに改良の余地を残していることが認められる。しかし、本研究はその改良自体を目的としたものではないので、上述の点を念頭においたうえで、4・2節では LS モデルを現状のまま使って強く加熱される流れの解析を行うことにする。

**4・2 高熱流束加熱の場合** 入口レイノルズ数  $Re_{in}$  を 8500 に固定し、 $q_{in}^+ = 0.00306, 0.00364, 0.00429$  の 3 種類の加熱をした場合のバルク Stanton 数  $St_b$  の流れ方向の変化を、Bankston<sup>(2)</sup> の実験結果とともに図 4 に示す。図 4 中には図 3 の二つの実線を再録している。バルクレイノルズ数は加熱による粘性係数の増加によって減少するので、その変化は流れ方向の変化に対応している。 $q_{in}^+$  が 0.00306 の場合、計算値は一度減少した後、乱流の相関式に近づいている。その予測精度は必ずしも十分ではないが、Dittus-Boelter の実験式から大きく離れない、という傾向は一応再現さ

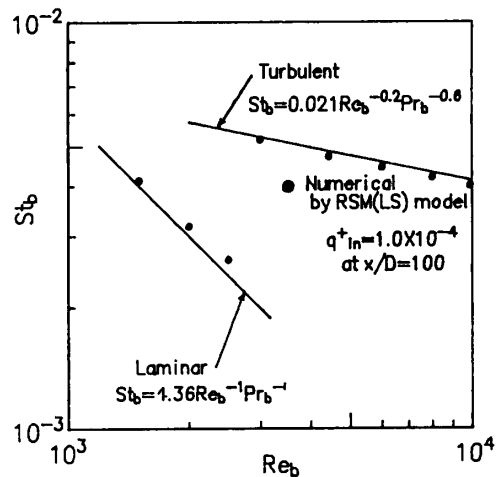


図 3 低熱流束加熱による Stanton 数

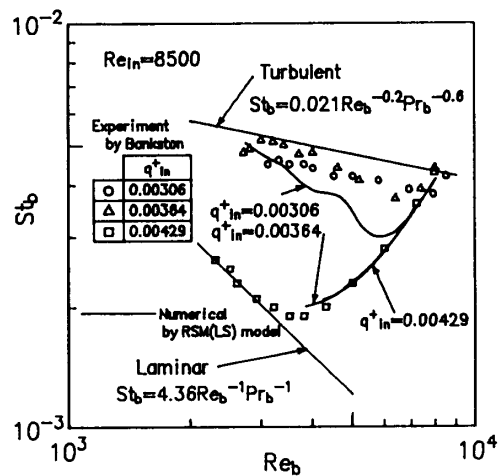


図 4 層流化を含む高熱流束加熱の実験結果との比較

れている。また、 $q_{in}^+$ が0.00429の場合、実験値は乱流相関式から大きく離れて下流に向かって単調に減少し、 $Re_b=4000$ 付近で層流の式に漸近している。計算結果はこの過程を精度良く再現している。しかし、 $q_{in}^+$ が0.00364のとき、実験値はいったん低下した後再び乱流の相関式まで回復しているのに対し、計算値は0.00429のときと同様に層流値まで単調に減少しており、層流化発生限界付近での予測精度はあまり良好とは言えない。これは図3において乱流-層流の遷移レイノルズ数を約2800と大きめに予測していることに対応しているであろう。

**4.3 層流化発生機構についての検討** 図4の $q_{in}^+=0.00364$ の場合について、実験結果は層流化していないのに計算による熱伝達係数は層流の値まで低下しているという不備はあるが、層流化する流れの乱流構造の変化は定性的にはほぼ再現されていると思われる。そのときの乱流構造の変化に注目し、乱流エネルギー、3方向乱流強度、エネルギーバランス、レイノルズ応力および主流速度の管断面内の分布を検討する。

図5は乱流エネルギー $k$ の流れ方向の変化を示している。実線は乱流エネルギーを加熱開始点での摩擦速度 $u_{rin}$ で無次元化したもので、いわば $k$ の絶対値の変化に対応する。また、点線は同じ乱流エネルギーをそれぞれの位置の摩擦速度 $u_{rx}$ で無次元化したもので、 $k$ の相対値の変化を示す。乱流エネルギーの相対値は管断面全域にわたり流れ方向に減少している。一方、絶対値は $x/D=38$ まで壁近傍領域で増加した後減少傾向にあるものの、下流でもかなりの乱れが残っ

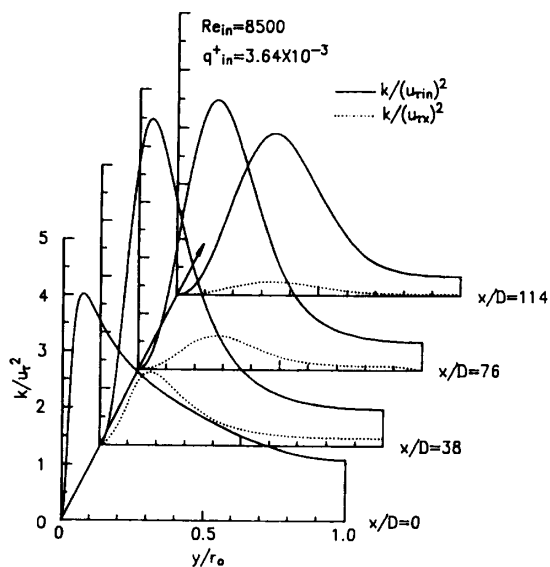


図5 乱流エネルギー分布の軸方向の変化

ている。したがって、熱伝達係数が層流値まで低下しているといっても、乱れが消滅して文字どおりの完全な層流化が実現されているとは限らない。ところが、図6に示すようにそのときの3方向乱流強度は流れ方向に大きく変化している。加熱部入口で見られる円管内流に特有な応力の非等方性が下流に向かうにつれてさらに強まり、 $x/D=114$ では半径方向(点線)と円周方向(破線)の乱れはほぼ抑えられ、主流方向の乱れ(実線)だけになっている。これは、図5において下流で残っている乱流エネルギーは大部分が主流方向の乱れであり、熱伝達で重要な半径方向の乱れ成分は非常に小さくなっていることを示す。

図7(a),(b)はそれぞれ $\overline{u^2}$ 方程式の加熱部入口および $x/D=114$ でのエネルギーバランスを示している。全体のレベルが低下していることによって、図7(b)の縦軸のスケール自体が図7(a)に比べて大きく低下していること、および壁面せん断力の変化に伴って、図7(a)では管中心の位置が約 $y^+=100$ であるのに対し図7(b)では $y^+=65$ が中心に対応していることに注意すべきである。加熱がすすむことによって、図7(b)では図7(a)に比べて粘性拡散項がより広い範囲に影響を及ぼすようになって一方、半径方向の乱れ強度が低下することに対応して、乱流拡散項の効果が非常に小さくなっていることが注目される。これらの要因が複雑に作用して、Gain側に寄与する生成項とLoss側に寄与する消散項・再分配項のバランスが変化して応力の非等方性が増大したものと思われる。

図8は加熱開始点から四つの異なった無次元距離に

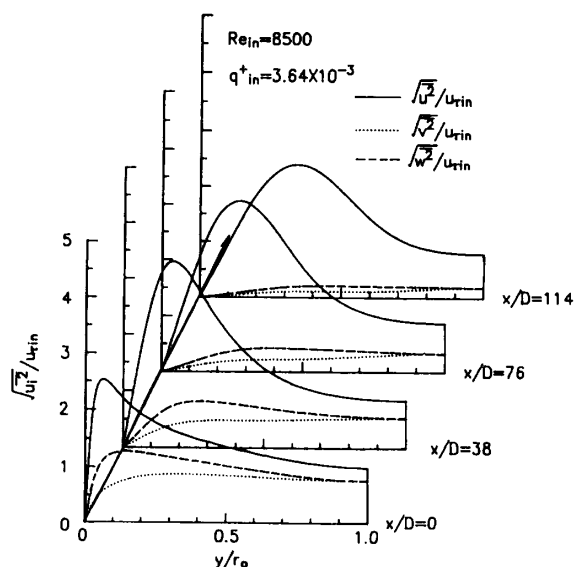


図6 3方向乱流強度分布の軸方向の変化

おけるレイノルズ応力  $\overline{uv}$  の変化を示したものである。図8中の実線と点線は図5と同じやり方で無次元化したもので、絶対値と相対値に対応する。相対値は乱流エネルギーと同じく下流でほとんどなくなっており、絶対値も有意の値を残しながらも下流で明確に減少している。本報ではエネルギー方程式を解く際、乱流熱流束  $(-\overline{\rho c_p \overline{v t}})$  を式(9)のように乱流熱伝導率と平均温度こう配でモデル化し、レイノルズ応力、乱

流プラントル数を用いて乱流熱伝導率を式(10), (11)で近似しているので、この  $\overline{uv}$  の減少が直接熱伝達の低下に結びついている。

図9は、加熱開始点、およびそこから114直径下流での管断面速度をそれぞれの位置での最大値で無次元化し、層流の速度分布とともに示したものである。はじめ十分に発達した乱流の分布であったものが、下流では壁近傍の速度こう配が減少し、全体的に層流の速度分布に近づいている。この変化はやはり前述のレイノルズ応力の減少に対応している。

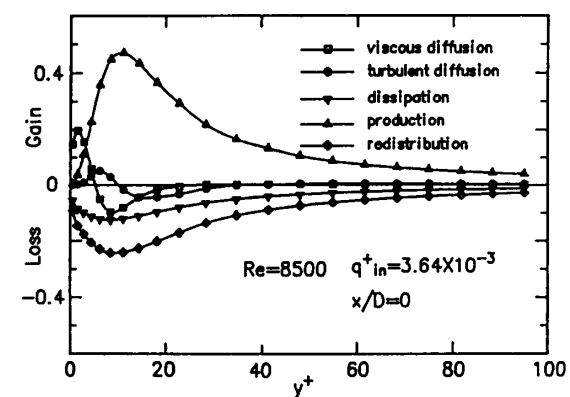
5. ま と め

Lauder-Shimaのレイノルズ応力モデル(LSモデル)を用いて、円管内ガス流が高い熱流束で加熱される場合の数値解析を行い、層流化が発生する場合の伝熱流動を乱流構造の変化を中心に検討した。得られた知見を以下にまとめる。

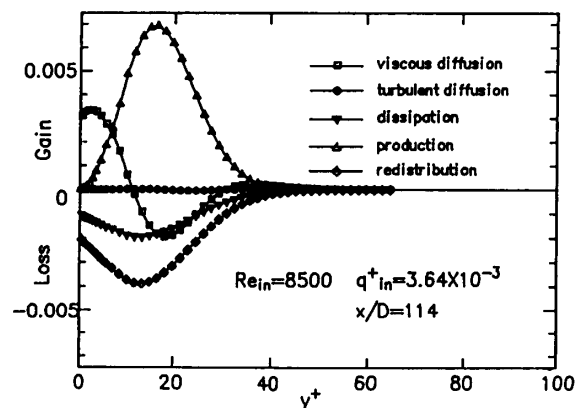
(1) LSモデルを用いて等温流ならびに低熱流束加熱の場合の計算を行った。その結果、主流方向平均速度は壁法則を良く再現するものの、乱流コア部分で半径方向と円周方向の乱れ強度ならびにせん断応力成分の分布形状が実験値と良く合わないことが認められた。また、層流-乱流の遷移レイノルズ数は経験値よりも高く、約2800となった。

(2) 層流化発生限界付近の微妙な段階において、実験値よりも小さな無次元熱流束パラメータで層流化の発生を予測した点で改良の余地があるものの、LSモデルにより円管内ガス流が強く加熱される場合の熱伝達の急激な減少を良く再現できる。

(3) バルク Stanton 数が下流で層流値にまで低下して熱伝達に関してはほとんど層流化したと言える



(a) 加熱開始点



(b) 114直径下流

図7  $\overline{u^2}$  のエネルギーバランス

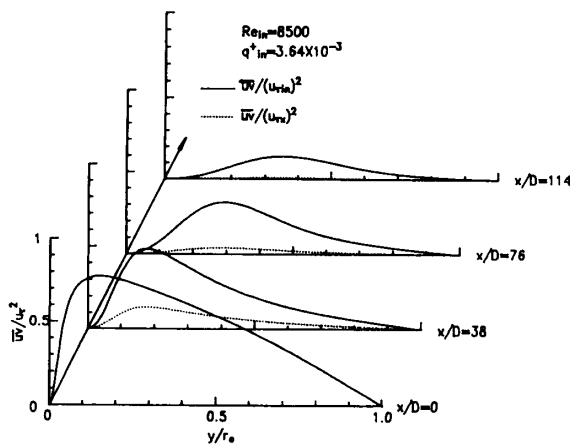


図8 レイノルズ応力分布の軸方向の変化

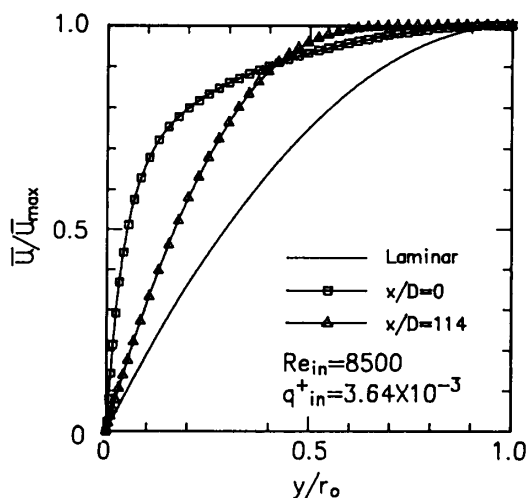


図9 管断面速度分布軸方向の変化

状況にあっても、必ずしも乱れが完全に消滅しているとは限らない。しかし、その場合、3方向の乱流強度の非等方性は大きくなり、レイノルズ応力は管断面全体にわたり下流に向けて大きく減少する。本報では、式(9)、(10)および式(11)で乱流熱流束を近似しているので、レイノルズ応力のこの減少が熱伝達の大きな減少と直接結びついている。

広範囲の流れを予測できると考えられているレイノルズ応力モデルはまだ開発段階にあるので、今後、原モデルの改良によって本計算の予測精度がさらに向上することが期待される。いずれにせよ、レイノルズ応力モデルは加熱層流化の解析にも適用でき、2方程式モデルで得られなかった情報を与えたという点で、その現象の解明に前進が見られた。今後、原モデルの係数の改良吟味とともに、乱流熱流束に対する方程式の採用などによってより精ちな解析が可能となると思われる。

#### 文 献

- (1) Coon, C. W. and Perkins, H. C., *Trans. ASME, Ser. C*, **92-3** (1970), 506.
- (2) Bankston, C. A., *Trans. ASME, Ser. C*, **92-4** (1970), 569.
- (3) Perkins, K. R., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **16-3** (1973), 897.
- (4) 森・渡辺, *機論*, **45-397, B** (1979), 1343.
- (5) 小川・ほか 3 名, *日本原子力学会誌*, **24-1** (1982), 60.
- (6) McEligot, D. M., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **13-2** (1970), 431.
- (7) 河村, *機論*, **45-395, B** (1979), 1038.
- (8) Torii, S., ほか 3 名, *JSME. Int. J., Ser. II*, **33-3** (1990), 538.
- (9) Fujii, S., ほか 4 名, *JSME. Int. J., Ser. II*, **34-3** (1991), 348.
- (10) Hanjalic, K. and Launder, B. E., *J. Fluid Mech.*, **74-4** (1976), 593.
- (11) Prud'homme, M. and Elghobashi, S., *Numerical Heat Transf.*, **10** (1986), 349.
- (12) Launder, B. E. and Shima, N., *AIAA J.*, **27-10** (1989), 1319.
- (13) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 7th ed., (1979), 702, McGraw-Hill.
- (14) 長野・菱田, *空調・冷凍連合講演会 20 周年記念大会講演論文集*, (1986), 41.
- (15) プロパス・グループ, *PROPATH: 熱物性値プログラム・パッケージ*, 第 4.1 版, (1987).
- (16) Laufer, J., *NACA Rep.*, (1954), 1174.
- (17) 菱田・ほか 2 名, *機論*, **50-453, B** (1984), 1285.
- (18) Kays, W. M., *Convective Heat and Mass Transfer*, (1966), 55, McGraw-Hill.
- (19) Kreith, F. and Bohn, M. S., *Principles of Heat Transfer*, 4th ed., (1986), 322, Harper & Row, Publishers.