

改良形 $k-\epsilon$ モデルを用いた加熱層流化現象の解析*鳥居 修一*¹, 清水 昭比古*¹
長谷川 修*², 日笠 正晃*³Analysis of the Laminarization Phenomena in a Circular Tube by Use of a Modified $k-\epsilon$ ModelShuichi TORII, Akihiko SHIMIZU,
Shu HASEGAWA, and Masaaki HIGASA

The aim of this paper is to reveal the laminarization phenomena of the circular tube flows through numerical simulation, where the authors' modified $k-\epsilon$ turbulence model was used. The second purpose is to confirm the ability of this model, which was partly established in the preceding report, for the annular tube flows. It was found that this model achieves a sufficient degree of accuracy in reproducing the streamwise variation of the Stanton number, which has not been obtained by other $k-\epsilon$ models. The turbulence energy profiles of laminarizing flows were clearly distinguished from case where the Nusselt number decreases simply because of the local change in the viscosity. Obtained criteria for occurrence of the laminarization were in good agreement with existing experimental results. It was concluded, therefore, that this model can be applied to various situations of flow and heat transfer.

Key Words: $k-\epsilon$ Turbulence Model, Convective Heat Transfer, Circular Tube Flow, High Heat Flux, Laminarization

1. 緒 言

前報において著者らは、長野-菱田の $k-\epsilon$ モデル中のモデル定数とモデル関数の一部に修正を加え、これを高温ガス炉の冷却材流路形状である同心二重円管内ガス流の伝熱流動解析に適用した⁽¹⁾。その結果、熱流束が比較的低い場合、この改良モデルはレイノルズ数の高い領域で原モデルと同等の予測性能を持つこと、遷移レイノルズ数付近においては原モデルの予測性能を改善すること、さらに熱流束の高い場合には原モデルよりも熱伝達の実験値をよく再現することなどが明らかとなった。また、この解析を通じて、環状流は円管内流に比べて加熱層流化の危険性が小さいことも明らかとなった。

言うまでもなく乱流モデルは同一のモデル定数群を用いてできるだけ幅広い問題を取扱えることが望ましく、問題ごとに定数を設定しなおす必要があるようなものは有効なモデルとはいえない。したがって環状流

路で得られた前報の成果のみをもって著者らの改良モデルの有効性を主張するには多少の疑問が残る。

一方河村は、Rotta⁽²⁾の提案による $k-kL$ モデルを改良して円管内流の層流化現象を試みてよい結果を得ているが、その際、Jones-Launder⁽³⁾の $k-\epsilon$ モデルによる予測も試みて、その予測精度が $k-kL$ モデルを用いたものに及ばないことを指摘している⁽⁴⁾。しかし、 $k-\epsilon$ モデルは本来簡便でその物理的な意味も把握しやすいものであるだけに、前報で改良した $k-\epsilon$ モデルで円管内流の層流化現象をも再現することができれば、その汎用性もある程度確認でき、また実用性の点からも望ましい。

このような背景をもとにして本報では、既報の改良 $k-\epsilon$ モデルを長野-菱田⁽⁵⁾の原モデルとともに円管内ガス流に適用して加熱層流化現象の解析を試み、その有効性、限界などを検討する。

2. 記 号

 c_p : 定圧比熱 C_μ, C_1, C_2 : 乱流モデルの定数 D : 円管直径 f : 式(5)による摩擦係数 f_μ, f_1, f_2 : 乱流モデルの補正係数

* 平成元年3月9日 中国四国支部第27期総会講演会において講演、原稿受付 昭和63年7月15日。

*¹ 正員、九州大学大学院総合理工学研究科 (〒816 春日市春日公園6-1)。

*² 正員、九州大学工学部 (〒815 福岡市東区箱崎6-10-1)。

*³ 九州大学大学院。

- G : 単位面積当たりの質量流量
- k : 乱流エネルギー $= (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2$
- Nu : ヌッセルト数 $= aD/\lambda$
- \bar{p} : 圧力の時間平均
- Pr_t : 乱流プラントル数
- Pr : プラントル数
- q^+_{in} : 入口無次元熱流束パラメータ $= q_w / (Gc_p \bar{T})_{in}$
- q : 熱流束
- Re : レイノルズ数 $= \bar{\rho}UD/\mu$
- R_t : 乱流レイノルズ数 $= \bar{\rho}k^2/(\epsilon\mu)$
- R_r : 局所レイノルズ数 $= y^+$
- r : 半径方向の座標
- St : スタントン数 $= Nu/(RePr)$
- \bar{T} : 温度の時間平均値
- U : 管断面平均速度
- \bar{u} : x 方向の時間平均速度
- u : x 方向の速度乱れ
- u^+ : 無次元速度 $= \bar{u}/u^*$
- u^* : 摩擦速度 $= (\tau_w/\rho)^{0.5}$
- v : 半径方向の速度乱れ
- x : 軸方向座標
- y : 壁からの距離
- y^+ : 無次元距離 $= \rho u^* y/\mu$
- α : 熱伝達係数 $= q_w / (\bar{T}_w - \bar{T}_b)$
- ϵ : 乱流散逸
- λ : 熱伝導率
- μ : 粘性係数
- μ_t : 乱流粘性係数
- ρ : 密度
- $\sigma_k, \sigma_\epsilon$: k および ϵ に対する乱流プラントル数
- τ_w : 壁面せん断応力
- 添字
 - b : バルク
 - c : 中心
 - in : 加熱開始点
 - p : 定圧
 - t : 乱流
 - w : 壁面

$\bar{\quad}$: 時間平均

3. 基礎式と数値解法

解析に用いる基礎式および数値解法は既報⁽¹⁾と同様であるからここでは要点のみを述べる。 $k-\epsilon$ モデルは基本的には長野-菱田のもので、各方程式は次のように表される。

(乱流エネルギー : k)

$$\bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial k}{\partial x} + \bar{\rho} v \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 - \bar{\rho} \epsilon - 2\mu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2 \dots\dots\dots (1)$$

(乱流散逸 : ϵ)

$$\bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \bar{\rho} v \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} + \mu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right] + C_{1f_1} \frac{\epsilon}{k} \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 - C_{2f_2} \bar{\rho} \frac{\epsilon^2}{k} + \nu \mu_t (1 - f_\mu) \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial r^2} \right)^2 \dots\dots\dots (2)$$

式中の乱流粘性係数 μ_t は k と ϵ を用いて以下のような関係式で表される。

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \dots\dots\dots (3)$$

以後、改良モデルを $k-\epsilon(M)$ 、長野-菱田の原モデルを $k-\epsilon(NH)$ とし、両モデル中の定数とモデル関数を表 1 に示す。

各式は以下に示す境界条件のもとで、コントロールボリューム法と前進法によって解く。

加熱開始点: 流体力学的に十分発達した等温流

$$r=0 \quad : \quad \partial \bar{u} / \partial r = \partial k / \partial r = \partial \epsilon / \partial r = \partial \bar{T} / \partial r = 0$$

$$r=D/2 \quad : \quad \bar{u} = k = \epsilon = 0, \quad \partial \bar{T} / \partial r = q_w / \lambda_w$$

(熱流束一定)

前報と同様、エネルギー方程式中の乱流プラントル数 Pr_t には下式で示すような関数式⁽⁶⁾を用いる。

$$Pr_t = 0.86 \frac{1 - \exp\{-(y^+/26.5)^3\}}{1 - \exp\{-(y^+/30)^3\}} \dots\dots\dots (4)$$

4. 低熱流束加熱の場合の計算結果

図 1 は、熱流束の低い場合に対して、加熱開始点から約 150 直径下流の位置で、 $k-\epsilon(M)$ および $k-\epsilon(NH)$ の双方によって求めたヌッセルト数 Nu_b と管

表 1 改良モデルと原モデルの定数およびモデル関数

Model	C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ϵ	f_1	f_2	f_μ
$k-\epsilon(NH)$	0.09	1.45	1.9	1.0	1.3	1.0	$1 - 0.3 \exp(-Rf)$	$[1 - \exp(-\frac{Rr}{26.5})]^2$
$k-\epsilon(M)$	"	1.44	"	"	"	$1 + 0.28 \exp(-\frac{Rt}{25})$	"	"

摩擦係数 f をバルクレイノルズ数 Re_b に対して整理したものである。乱流領域の実線は、それぞれ Dittus-Boelter の熱伝達相関式と Blasius の管摩擦係数の式を表している。両モデルによる計算値は、いずれも Re_b が 3000 以上で相関式とよく一致している。円管内流の乱流-層流の遷移については約 2300 という臨界レイノルズ数がよく知られているが、 $k-\epsilon(NH)$ では、 Re_b が 2000 においても層流への遷移を示さず、層流への変化は漸進的であるのに対し、 $k-\epsilon(M)$ はこの領域で層流への遷移を明確に再現している。したがって、前報と同様、この $k-\epsilon(M)$ は遷移レイノルズ数付近における $k-\epsilon(NH)$ の予測精度を改善していることが確認できた。

5. 高熱流束加熱の場合の計算結果

5.1 熱伝達 図2は、無次元熱流束パラメータ q^+_{in} が 0.00364, 0.00429 および 0.00606 に対する Bankston⁽⁷⁾ による実験結果と対比させて、 $k-\epsilon(NH)$ によって求めたスタントン数 St_b の変化を示したものである。Bankston によればこれらの3例の実験値のうち、0.00364 は層流化が発生しなかった場合、残りの2例は発生した場合のものである。さらに、図中には、Dittus-Boelter の相関式を併記している。これらの入口レイノルズ数 Re_{in} はいずれも 8500 である。 Re_b は加熱に伴う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。

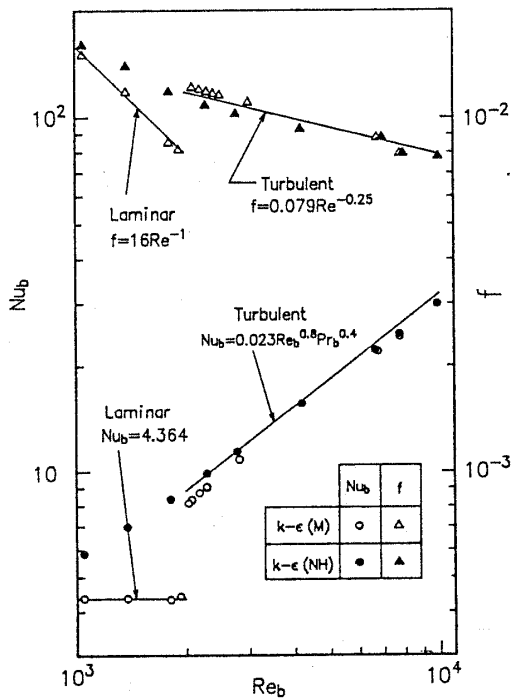


図1 低熱流束加熱におけるヌッセルト数と摩擦係数

q^+_{in} が 0.00364 の場合、 $k-\epsilon(NH)$ によるスタントン数は一度減少したあと再び増加して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とはいえないが、スタントン数が Dittus-Boelter の熱伝達相関式から大きくは離れない、という実験結果は一応再現されている。一方、 q^+_{in} が高いほうの2例のスタントン数の実験値は、乱流の相関式から大きく離れて下流に向かって単調に減少し、 $Re_b=4000$ 近傍で層流の相関式に漸近している。これに対して $k-\epsilon(NH)$ によるスタントン数は、加熱開始点近傍では実験値と同じ傾向を示すものの、下流に進むに従って乱流の値に回復している。また図の一点鎖線は、Jones-Lauder⁽⁸⁾ の $k-\epsilon$ モデルを用いて $q^+_{in}=0.00299$ に対する計算を試行した結果である。この q^+_{in} の値は実験による層流

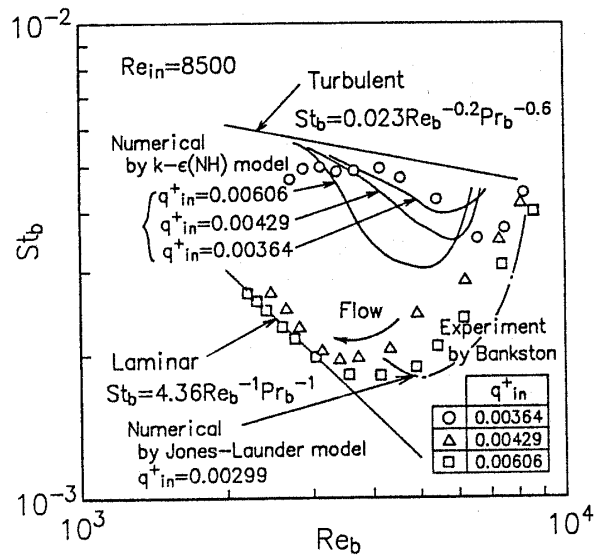


図2 層流化を含む実験値との比較(原モデル)

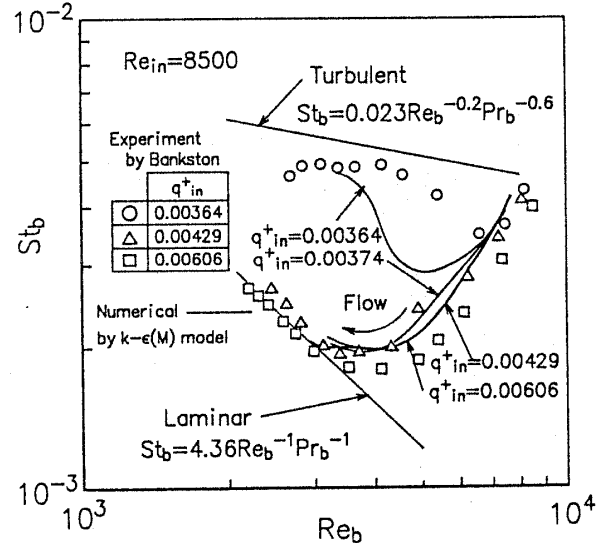


図3 層流化を含む実験値との比較(改良モデル)

化発生限界よりもかなり低い、スタントン数は層流化が生じた場合とほぼ同様の変化をしている。以上により、 $k-\epsilon$ (NH) と Jones-Launder⁽³⁾ の $k-\epsilon$ モデルとは、互いに逆の傾向ではあるがいずれも現象を正しく再現していないことがわかる。

図3は $k-\epsilon$ (M) によって得られた結果を図2と同じ形式で整理したものである。この場合でも、 q^+_{in} がやや低い(=0.00364)場合の予測精度は $k-\epsilon$ (NH) と同様に必ずしも十分とはいえない。しかし、 q^+_{in} が高い場合($q^+_{in}=0.00429$ および 0.00606)の実験結果は $k-\epsilon$ (M) によってよく再現されていることがわかる。ただし、実験では $q^+_{in}=0.00429$ のスタントン数が $q^+_{in}=0.00606$ のそれよりもやや高いのに対し、両者の計算値にはそれほど差がなく二つの曲線はほとんど重なっている。

Bankston の実験では、 $q^+_{in}=0.00364$ と $q^+_{in}=0.00429$ の間のデータはないが、この範囲内に層流化発生限界があると考えられる。そこで、 q^+_{in} を 0.00364 から徐々に大きくしていったところ、 $q^+_{in}=0.00374$ で、スタントン数の分布が $q^+_{in}=0.00429$ の場合とほぼ同じ傾向を示すようになった。図にはこの結果を併記している。

前報と同様、エネルギー方程式中の乱流プラントル数 Pr_t に定数 0.9 を用いた計算を試みたが、図3に示した結果との差はほとんど認められなかった。

5.2 摩擦係数 Bankston は、前節で引用した論文で層流化を起こす場合の摩擦係数の実験結果も示している⁽⁷⁾ が、その実験精度には多少疑問がある。これに対して小川ら⁽⁸⁾ は、熱線風速計による乱れの観察を併用して、層流化しつつある流れの摩擦係数分布をかなり精度よく測定している。ここでは、摩擦係数の計算値を小川の実験結果と比較してみよう。ただし $k-\epsilon$ (NH) はほとんど実験値を再現できなかったため、 $k-\epsilon$ (M) の結果のみを比較する。

半径方向に密度変化がある場合の厳密な摩擦係数は、流れ方向の局所運動量束を断面で積分した項を含むべきであるが、小川はこれを

$$f = -\frac{D}{4} \frac{2\rho_b}{G^2} \frac{d}{dx} \left(\bar{P} + \frac{G^2}{\rho_b} \right) \dots\dots\dots (5)$$

のように近似している〔熱流束が低く密度変化がない場合には括弧内第2項は一定となって式(5)は図1の摩擦係数と一致する〕。小川の指摘によれば、乱流変動が消滅して層流化が発生しても式(5)の f は流れ方向に大きくは変化しないので、 f とバルクレイノルズ数との関係は対応するスタントン数との関係とはかなり異なってくるが、物性値変化の大きな層流の摩擦係

数に対する補正係数 $(\bar{T}_w/\bar{T}_b)^{1.4}$ で修正した $f/(\bar{T}_w/\bar{T}_b)^{1.4}$ は、対応するスタントン数(図3)とやや似かよった変化をする。そこで、 q^+_{in} が 0.00298 および 0.00484 の2例について、この整理による実験結果と解析結果を図4に示す。

q^+_{in} が 0.00298 のときの実験値は、加熱開始点近傍で乱流の相関式からいったん大きく離れその後下流域でやや回復している。いったん下がってその後回復するという傾向は解析結果でも一応見られるが、加熱開始点近傍で実験値が示す急激な低下は再現されていない。一方、層流化を伴う場合($q^+_{in}=0.00484$)の解析では、加熱開始点から低下したのち次第に層流の整理相関式に近づく傾向は示されているが、同様に始めの低下の程度が小さいためにほぼ全域で実験値よりもかなり高くなっている。

以上により、摩擦係数の予測精度は、5.1節で示した熱伝達の予測精度に比べて多少劣るようである。

6. 加熱層流化現象に関する検討

$k-\epsilon$ (M) モデルは層流化過程にある Bankston⁽⁷⁾ の熱伝達の実験結果をよく再現することがわかったので、これによる計算結果を基にして改めて層流化現象を検討してみよう。

6.1 乱流エネルギーの変化 まず、図3の $q^+_{in}=0.00364$ の場合の乱流エネルギー分布を図5に示す。図3に見られたように、この場合にもスタントン数は流れ方向にある程度減少している。実線と点線は

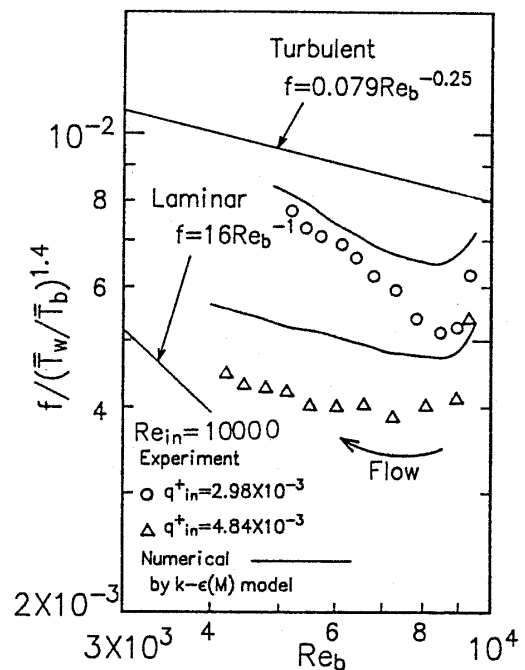


図4 高熱流束加熱における摩擦係数の分布

各々、乱流エネルギーを共通の摩擦速度 $(u^*)_{in}^2$ で除したものと、および局所の摩擦速度 $(u^*_{(x/D)})^2$ で除したものである。前者、すなわち乱流エネルギーの絶対値は加熱開始点から下流に向かって断面全体にわたって増加しているのに対して後者は流れ方向に大きくは変化していない。したがって、この場合加熱による膨張加速のもとでもある程度流れの相似性が保たれているといえよう。この点は前報⁽¹⁾の環状流の場合と同様である。

これに対して図6(a), (b)は $q^+_{in}=0.00429$ の場合の乱流エネルギーを示したもので、図5の実線と点線に対応して、(a)が加熱開始点の摩擦速度 $(u^*)_{in}^2$ で除したものと、(b)が局所の摩擦速度 $(u^*_{(x/D)})^2$ で除したものである。両図中には、河村が $k-kL$ モデルで求めた解析結果⁽⁴⁾を併記している。双方の整理による乱流エネルギーは管断面全体にわたって流れ方向に単調に減少しており、 $k-kL$ モデルによる解析結果とほぼ同じ傾向を示している。

図7は、流れ方向の三つの位置での速度分布をその位置の管中心速度 \bar{u}_c で規格化したものである。図には、層流の速度分布を併記している。加熱が進むにつれて壁近傍の速度勾配が小さくなり、全体として層流の分布に近づいていく傾向が現れている。これは森らの測定⁽⁹⁾と定性的に一致し、明らかに図6(a), (b)中の乱流エネルギーの減少と対応している。

このように $q^+_{in}=0.00429$ での乱流エネルギーはほ

ぼ全域で一斉に減少している。すなわち加熱層流化現象とは、乱流変動が抑えられて流れがまさしく層流に遷移することであり、単に加熱壁近傍で局所的に粘性係数が大きく増加した結果としてスタントン数あるいはヌッセルト数が減少する場合は明確に区別されるべきであろう。

6.2 層流化開始条件に関する検討 従来、入口レイノルズ数 Re_{in} と入口無次元熱流束パラメータ q^+_{in} を用いて層流化の発生限界を整理することが行われている。 $k-\epsilon(M)$ モデルによる結果をこれに従って整理して、既存の層流化開始条件と比較してみよう。

開始条件に関してはその都度いろいろな判断がなされている。例えば小川ら⁽¹⁰⁾は、加熱開始点から150直

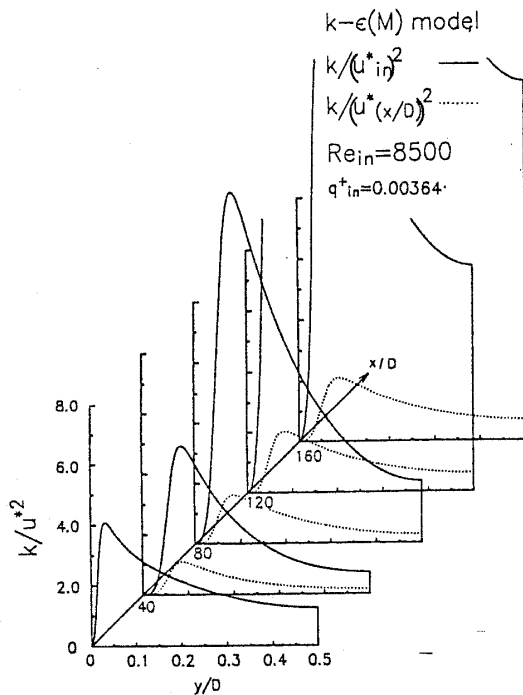
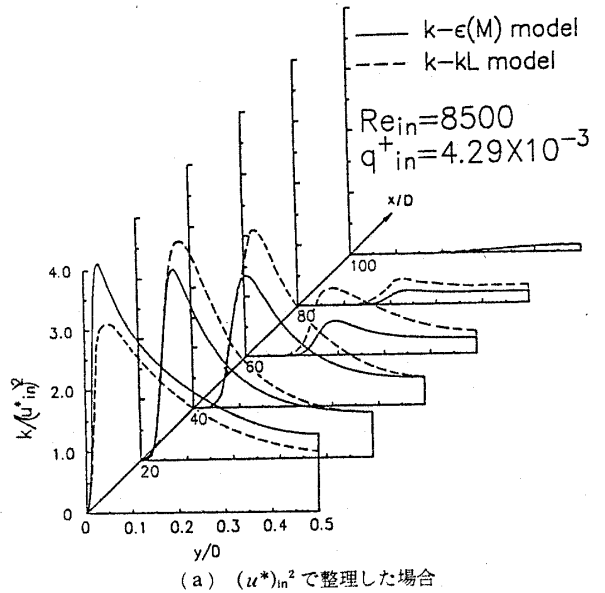
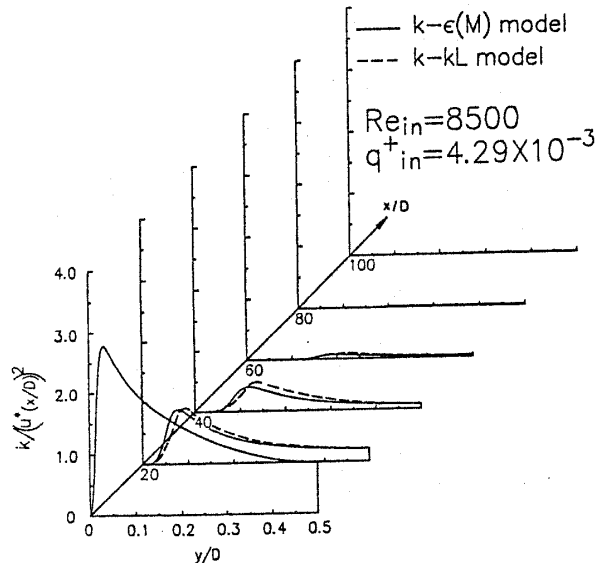


図5 乱流エネルギー分布の軸方向の変化



(a) $(u^*)_{in}^2$ で整理した場合



(b) $(u^*_{(x/D)})^2$ で整理した場合

図6 改良モデルと $k-kL$ モデルによる乱流エネルギー分布の比較

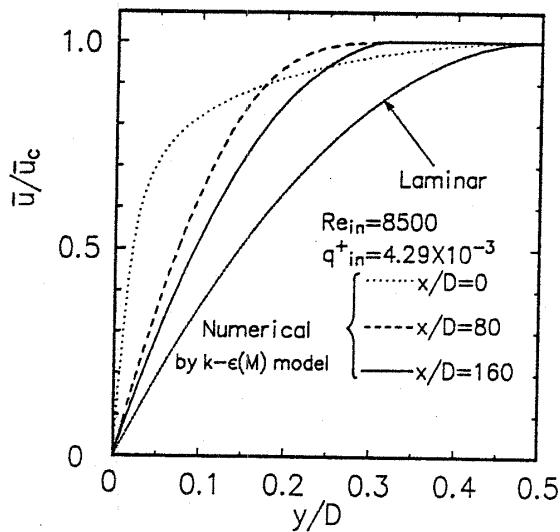


図7 管断面速度分布の軸方向の変化

径下流位置で乱れが間欠的になり始めるときの q^+_{in} を層流化開始値とし、実験データから以下のような層流化開始の判別式を提案している。

$$q^+_{in} = 4.94 \times 10^{-3} Re_{in}^{0.05} \left\{ 1 - \left(\frac{3410}{Re_{in}} \right)^{0.75} \right\} \dots (6)$$

ただし、当然のことながら本解析で間欠流は再現できない。また、Coonら⁽¹¹⁾とMcEligotら⁽¹²⁾は、単に熱伝達係数が通常の乱流の値から大きく離れるときを層流化の開始としているが、この場合には単なる物性値の局所的变化に帰せられるヌッセルト数の減少をも層流化のなかに含ませてしまうことになる。前節の結果から、“乱流エネルギーが一斉に減少し始めること”をもって層流化発生と判定することが自然であるように思われる。そこでここでは、一応の目安として150直径下流の管中心位置での乱流エネルギーが、対応する加熱開始点の値の1/10に減少したら層流化したものと判断する。これによって得られた結果を、Coonら⁽¹¹⁾、McEligotら⁽¹²⁾の開始条件および式(6)と比較して図8に示す。本解析による層流化開始条件は実験による小川の条件を定性的に良く再現していることがわかる。この場合、上述の層流化の判定法には任意性があるので、定量的に多少の差異があっても問題はないであろう。

7. まとめ

既報で示した改良 $k-\epsilon$ モデルを用いて円管内ガス流の伝熱流動の解析を試み、以下のような結果を得た。

(1) 熱流束が比較的低いとき、改良 $k-\epsilon$ モデルはレイノルズ数の高い領域で原モデルと同じ予測性能を

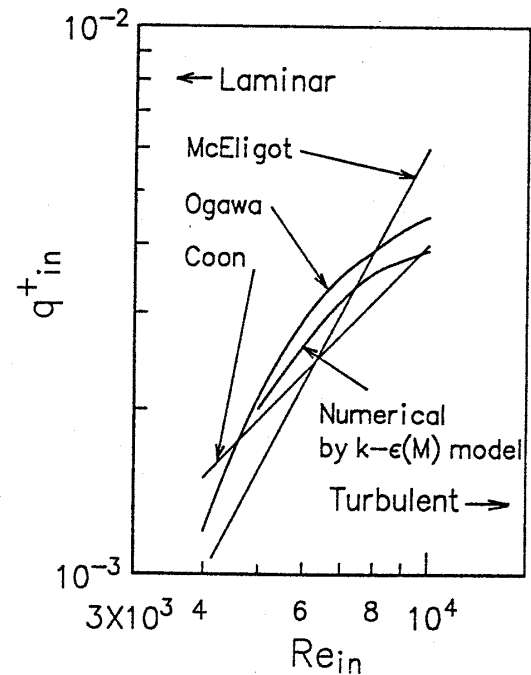


図8 層流化開始条件の比較

有し、遷移レイノルズ数付近において原モデルの予測性能を改善している。

(2) 熱流束が高いとき、改良 $k-\epsilon$ モデルは、原モデルおよびJones-Launderの $k-\epsilon$ モデルに比べて層流化する流れのスタントン数の変化をよりよく再現する。ただし、熱流束の値が層流化発生限界よりわずかに低いときには、長野-菱田の原モデルと同様スタントン数の予測精度に不満が残る。

(3) スタントン数の場合に比べて、層流化発生限界付近での管摩擦係数の予測精度は劣る。

(4) 層流化が発生する場合の乱流エネルギーは管断面全体にわたり一斉に減少することが確認できた。またこの分布は、河村による $k-kL$ モデルで得られる結果とほぼ同様の変化を示しており、改良 $k-\epsilon$ モデルは河村の $k-kL$ モデルとほぼ同等の性能を持つ。

(5) 改良 $k-\epsilon$ モデルで得られた層流化開始条件は、実験による既存の開始条件を定性的によく再現する。

以上によりこの改良 $k-\epsilon$ モデルは、レイノルズ数の低い場合、熱流束の高い場合、さらには流れが層流化する場合などを含めて、全体として円管内流の伝熱流動解析に極めて有効であることが明らかとなった。環状流に対する前報の結果と合わせると、その汎用性もある程度明らかとなった。

文 献

- (1) 本論文集 3143 ページ。

- (2) Rotta, J., *Z. Physik*, 129-6(1951), 547.
 (3) Jones, W. P. and Launder, B. E., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15(1972), 301.
 (4) 河村, 機論, 45-395, B(1979), 1038.
 (5) 長野・ほか2名, 機論, 50-457, B(1984), 2022.
 (6) 長野・菱田, 空調・冷凍連合講演会 20 周年記念大会講演集, (1986-4), 41.
 (7) Bankston, C. A., *Trans. ASME, Ser. C*, 92-4(1970), 569.
 (8) 小川・河村, 日本原子力学会誌, 28-10(1986), 73.
 (9) 森・渡辺, 機論, 45-397, B(1979), 1343.
 (10) 小川・ほか3名, 日本原子力学会誌, 24-1(1982), 60.
 (11) Coon, C. W. and Perkins, H. C., *Trans. ASME, Ser. C*, 92-3(1970), 506.
 (12) McEligot, D. M., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 13-2(1965), 67.

討 論

〔質問〕 長野 靖尚・辻 俊博
 [名古屋工業大学]

(1) 基礎式(1)~(3)中の密度と速度の表記は瞬時値と平均値が混同されている。

(2) 物性値について, 当然その温度依存性が考慮されていると思うが, 何を参考にされたか。

(3) 図6(a)の管入口付近において, $k-\varepsilon$ と $k-kL$ の結果とでは乱流エネルギーの下流方向への減少の過程が定性的に異なっている。これに対する知見があればお教えいただきたい。

〔回答〕 (1) 質問者のご指摘に感謝する。式(1), (2)の左辺第2項の $\overline{\rho v}$ は誤りであり, これを $\overline{\rho} \overline{v}$ に訂正する。加えて, 2章の記号に $\bar{\rho}$ と \bar{v} を追加する。ここで, \bar{v} と $\bar{\rho}$ はそれぞれ, 半径方向の速度の瞬時値, 密度の瞬時値である。

(2) ご指摘のとおり, 物性値には温度依存性を考慮し, 各物性値はプロパス(付1)を用いて算定している。

(3) 図6(a)の加熱開始点近傍の乱流エネルギーの変化は $k-kL$ モデルのものと多少異なっている。すなわち, $k-\varepsilon(M)$ では, 乱流エネルギーの壁近傍の値が下流に向かって単調に減少しているのに対して, $k-kL$ モデルの場合のそれは約 $x/D=20$ まで多少増加した後減少する。このことについては現在検討中である。

〔質問〕 小川 益郎 [日本原子力研究所]

円管および二重円管内ガス流の層流化現象を記述できるように, $k-\varepsilon$ モデルを改良されたことに敬意を表す。

図3の $q_{in}^* = 0.00364$ の貴熱伝達解析結果は, 物性値変化の影響を補正しても, 上流で層流値に向かって減少しており, 局所的には層流化していると思われるが, 図5の乱流エネルギーの軸方向分布もこれに対応して, 上流でいったん減少しているのではないか。

〔回答〕 ご指摘のとおりで, 乱流エネルギーは加熱開始点から約30直径まで管断面全域で減少するが,

その程度は $x/D=0$ の位置での値の約10%である。このことから, 質問者が述べているように, この変化は上流域でのスタント数数の減少に(図3に示される $q_{in}^* = 0.00364$ の結果)対応していると考えられる。著者らは, 層流化するかどうかの区別はじょう乱の有無というよりもそのじょう乱が成長するか否かで判断されるべきと考えている。すなわち, 層流化が発生した場合の乱流エネルギー(図6)は下流に向かって管断面全域で一斉に減少しているが, $q_{in}^* = 0.00364$ の場合の乱流エネルギー(図5)は管断面全域で有意の値を維持している。したがって, 乱流エネルギーが管入口近傍で減少しても, その変化が管全体にわたり現れないかぎり, 層流化は発生していないと判断している。

〔質問〕 河村 洋 [東京理科大学理工学部]

$k-\varepsilon$ モデルで円管内ガスの加熱層流化現象を再現されたことに, 敬意を表す。議論がやや細部にわたって恐縮であるが, 著者の経験では, 貴報図3のBankstonの実験による層流化限と拙報⁽⁴⁾図8のCoonの実験の双方を同時に再現するのがむずかしく, そのためには水素の低温におけるやや特殊な物性値変化を考慮する必要があったと記憶している。この点, 貴モデルではどのような結果を与えるか, お教えいただければ大変興味深い。

〔回答〕 本論文の目的は, 改良モデルを円管内流に適用して加熱層流化現象の解析を試みるとともに, モデルの有効性を検討することである。そこで, 著者らはここで得られた結果とBankstonの実験結果を比較して, 改良モデルは層流化現象をある程度再現することがわかったので, それ以上の検討はしていない。したがって, この検討を一步進めて, 改良モデルがCoonの結果をも再現できるという確認はしなかった。また, 質問者からの質問については今後検討したい。

(付1) プロパス・グループ, PROPATH: 物性値プログラム・パッケージ, 第4.1版, (1987)。