

強く加熱される同心二重円管内ガス流の伝熱流動*

(改良形 $k-\varepsilon$ モデルによる数値解析)

鳥居 修一^{*1}, 清水 昭比古^{*1}
長谷川 修^{*2}, 草間 伸行^{*3}

High Flux Heat Transfer of Concentric Annular Gas Flow (Analysis by Use of Modified $k-\varepsilon$ Model)

Shuichi TORII, Akihiko SHIMIZU,
Shu HASEGAWA, and Nobuyuki KUSAMA

A numerical analysis by use of the $k-\varepsilon$ turbulence model was performed on the flow and heat transfer characteristics of the strongly heated annular gas flow. Some modifications were added to the Nagano & Hishida's original $k-\varepsilon$ turbulence model, in order to improve the prediction efficiency in the low Reynolds number region. This modified version is superior to the original one in that it predicts the high flux heat transfer performance more accurately than the original one does. Calculated radial profiles of the turbulence energy and of the average streamwise velocity suggest that no definite laminarization occurs, even in the highest heat flux case. It is concluded, therefore, that the annular gas flows are less vulnerable to the laminarization than the circular tube flows.

Key Words: $k-\varepsilon$ Turbulence Model, Convective Heat Transfer, Annular Flow, High Heat Flux, Laminarization

1. 緒 言

高温ガス炉の炉心では、同心二重円管内を流れる冷却材ヘリウムガスが非常に高い熱流束で加熱される。またそのレイノルズ数は低く、炉の安全設計上、冷却材の層流化現象を含めたいわゆる低レイノルズ数問題と呼ばれるものを構成している。強く加熱される環状流の熱伝達の整理相関式として例えば Dalle Donne らのものがある⁽¹⁾。しかし、Dalle Donne らの式のもととなった実験データはレイノルズ数がかなり高い範囲のものであり、著者らはすでに、低いレイノルズ数領域での熱伝達係数はこれによって十分整理できず、流れ方向に特有の変化を示すことを実験によって明らかにした⁽²⁾。このような状況下では、実験のみによって幅広い状況の変化に対応することには限界があり、数値解析によってその伝熱流動を再現することが望ましい。

一方、多くの乱流の解析においていわゆる $k-\varepsilon$ モデ

ルが採用され、かなりの成果を収めている。この場合、最近の傾向としては、乱流レイノルズ数が低い場合のモデル化を適当に行って、壁関数を用いることなく支配方程式を壁面まで解く方法が広く採用されている⁽³⁾⁽⁴⁾。周知のように、壁面近傍では乱れのレイノルズ数が小さくしかも壁に垂直方向の変動が抑えられて非等方的な挙動が増加するので、伝熱流動の予測精度はこのモデル化に大きく依存する。特に、高温ガス炉の冷却材のように作動媒体が非常に高い熱流束で加熱される場合には、壁面近傍のガスの粘性係数が著しく増加するので、壁近傍におけるこのモデル化の良否が熱伝達係数の予測精度を決定的に支配する。また、加熱層流化現象を乱流モデルで再現する試みにおいてもこのモデルの成否が重要なかぎを握っていることは明らかである。しかしながら、強く加熱されるガス流に既存の $k-\varepsilon$ モデルを適用したときの成果は、これを低い熱流束の場合に適用したときの成果に比べて必ずしも芳しくない。例えば、河村は、壁面まで適用できる Jones-Launder⁽⁵⁾ の $k-\varepsilon$ モデルを円管内ガス流に適用して層流化現象の再現を試みたが、その予測精度は、河村自身の提案による $k-kL$ モデルを用いたものに及ばないことを指摘している⁽⁶⁾。さらに、河村は、熱流束がそれほど高くない場合でも、そのレイノルズ数が臨

* 昭和63年6月1日 第25回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、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} 准員、東芝 (〒183 府中市東芝町1番地)。

界値付近にある流れの解析においては、既存の $k-\varepsilon$ モデルは十分な予測精度を達成しないことも指摘している⁽⁷⁾。

一方、Hishida ら⁽⁸⁾は、この $k-kL$ モデルを用いて環状流の熱伝達特性を検討しているが、その層流化現象についての詳細な検討は行っていない。

本報では、既存のモデルのうち比較的熱流束の低い場合により予測性能を示す長野、菱田の $k-\varepsilon$ モデルを一部修正し、これを上述の高熱流束、低レイノルズ数の環状流の体系に適用した数値解析を行い、内管加熱、外管断熱の体系による既報の実験結果と比較してその伝熱流動特性を再現することを試みるとともに、環状流の層流化現象についても検討する。

なお、最近の研究のすう勢は、レイノルズ応力モデルなどの高次モデルによる解析をより重視する傾向にあるが、簡便な 2 方程式モデルを改良してその適用範囲を拡張する試みはその実用性から工学的に重要であると考え、本報で改良した $k-\varepsilon$ モデルを円管内流に適用してそのはん用性を確認することは次報に譲る⁽⁹⁾。

2. 記号

c_p : 定圧比熱
 C_f : 摩擦係数
 C_μ, C_1, C_2 : 乱流モデルの定数
 d_{in} : 内管直径
 d_{out} : 外管直径
 D : 水力直径 $= d_{out} - d_{in}$
 f_μ, f_1, f_2 : 乱流モデルの補正関数
 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 $= \alpha D/\lambda$
 \bar{P} : 圧力の時間平均
 Pr : プラントル数
 Pr_t : 乱流プラントル数
 q_w : 壁面熱流束
 q_{in}^* : 入口無次元熱流束パラメータ
 $= q_w / (G c_p \bar{T})_{in}$
 r : 半径方向座標
 r_{in} : 内管半径
 r_{out} : 外管半径
 Re : レイノルズ数 $= \bar{\rho} U D / \mu$
 R_r : 無次元距離 $= \bar{\rho} u^* y / \mu$
 R_t : 乱流レイノルズ数 $= \bar{\rho} k^2 / (\mu \varepsilon)$
 t : 温度乱れ
 \bar{T} : 温度の時間平均

T^+ : 無次元温度 $= (\bar{T}_w - \bar{T}) / (q_w / \bar{\rho} c_p u^*)$

\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 $= (\tau_w / \bar{\rho})^{0.5}$

U : 管断面の平均速度

\bar{v} : 半径方向の時間平均速度

v : 半径方向の速度乱れ

\bar{v} : 半径方向の速度の瞬時値 $= \bar{v} + v$

w : x と r に垂直な方向の速度乱れ

x : 軸方向の座標

あるいは加熱開始点からの距離

y : 壁からの距離

y^+ : 無次元距離 $= R_r$

α : 熱伝達係数 $= q_w / (\bar{T}_w - \bar{T}_b)$

ε : 乱流散逸

λ : 熱伝導率

λ_t : 乱流熱伝導率

μ : 粘性係数

μ_t : 乱流粘性係数

ρ : 密度の変動成分

$\bar{\rho}$: 密度の瞬時値 $= \bar{\rho} + \rho$

$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$: k および ε に対する乱流プラントル数

τ_w : 壁面せん断力

添字

b : バルク

crit: 臨界

ent: 入口

in: 内管, 入口 ($q_{in}^*, Re_{in}, \bar{T}_{in}$ のとき)

max: 最大値

out: 外管

p : 定圧

t : 乱流

w : 壁面

-: 時間平均

3. 基礎方程式および数値解法

前述のように、本報では基本的に長野・菱田⁽⁴⁾の $k-\varepsilon$ モデルを採用する。強い加熱を受ける管内ガス流の解析では、物性値の温度依存性と密度変化の双方を考慮した式を用いなければならない⁽¹⁰⁾。境界層近似を導入すると、支配方程式は以下のように表される。

(連続の式)

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

(運動量方程式)

$$\bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\bar{u}}{\partial x} + \bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\bar{u}}{\partial r} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r(\mu_t + \mu)\frac{\partial\bar{u}}{\partial r}\right] - \frac{d\bar{p}}{dx} \dots\dots\dots(2)$$

(乱流エネルギー方程式: k)

$$\bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial k}{\partial x} + \bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial k}{\partial r} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu\right)\frac{\partial k}{\partial r}\right] + \mu_t\left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial r}\right)^2 - \bar{\rho}\epsilon - 2\mu\left(\frac{\partial\sqrt{k}}{\partial r}\right)^2 \dots\dots\dots(3)$$

(乱流散逸方程式: ϵ)

$$\bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\epsilon}{\partial x} + \bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\epsilon}{\partial r} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} + \mu\right)\frac{\partial\epsilon}{\partial r}\right] + c_1f_1\frac{\epsilon}{k}\mu_t\left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial r}\right)^2 - c_2f_2\bar{\rho}\frac{\epsilon^2}{k} + \nu\mu_t(1-f_\mu)\left(\frac{\partial^2\bar{u}}{\partial r^2}\right)^2 \dots\dots\dots(4)$$

(エネルギー方程式: T)

$$c_p\bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\bar{T}}{\partial x} + c_p\bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\bar{T}}{\partial r} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r(\lambda_t + \lambda)\frac{\partial\bar{T}}{\partial r}\right] \dots\dots\dots(5)$$

ここで、レイノルズ応力 $\bar{\rho}\bar{u}\bar{v}$ と乱流熱流束 $c_p\bar{\rho}\bar{v}\bar{T}$ は、Boussinesq に従って

$$-\bar{\rho}\bar{u}\bar{v} = \mu_t\partial\bar{u}/\partial r \dots\dots\dots(6)$$

$$-c_p\bar{\rho}\bar{v}\bar{T} = \lambda_t\partial\bar{T}/\partial r \dots\dots\dots(7)$$

のように近似し、温度の乱流変動による λ, μ, c_p の変動は無視する。式中の乱流粘性係数 μ_t および乱流熱伝導率 λ_t は、それぞれ k, ϵ , 乱流プラントル数 Pr_t を用いて、以下のような関係式で表される。

$$\mu_t = \bar{\rho}C_\mu f_\mu k^2/\epsilon \dots\dots\dots(8)$$

$$\lambda_t = \mu_t c_p / Pr_t \dots\dots\dots(9)$$

以後、この長野・菱田の原モデルを $k-\epsilon$ (NH) とする。これに対応するモデル定数を表1に示す。

計算に際しては次の境界条件を与える。

加熱開始点: 流体力学的に十分発達した等温流の分布

$$r=r_{in} : k=\epsilon=\bar{u}=0 \\ -\partial\bar{T}/\partial r=q_w/\lambda \text{ (熱流束一定)}$$

$$r=r_{out} : k=\epsilon=\bar{u}=0 \\ \partial\bar{T}/\partial r=0 \text{ (断熱)}$$

基礎式は基本的に放物形であるので、この境界条件のもとでこれを進行形の問題として解くことができる。各式の離散化にはコントロールボリューム法を採用した。さらに、各コントロールボリュームごとの物性値

を文献(11)の計算コードで求めて繰返し計算を行った。長野らは、乱流プラントル数 Pr_t に関して、これを定数とするよりもその半径方向の分布を考慮したほうが予測精度が向上するとして、分子プラントル数 Pr が1に近い場合に成立する次式を提唱している⁽¹²⁾。

$$Pr_t = 0.86[1 - \exp\{- (y^+/26.5)^3\}] / [1 - \exp\{- (y^+/30)^3\}] \dots\dots\dots(10)$$

上式は厳密には壁温一定の条件下で成立するもので、熱流束一定の場合の壁面漸近挙動はこれと異なる⁽¹³⁾。しかし、この式は大部分の領域で熱流束一定の場合の Pr_t を良く表すので、ここではこれをそのまま採用することにした。

加熱開始点から $80D$ だけ上流側にさかのぼった位置から等温流の計算を開始して \bar{u}, k, ϵ の発達流の分布を求め、それぞれの初期値とした。計算には九州大学大型計算機センター FACOM VP-200 を使用した。

4. 等温流の場合

加熱ガス流の計算に先立ち、上記の式を用いて作成した計算コードとモデルの信頼性を確かめる目的で等温流の計算を行った。得られた速度分布と乱流エネルギー分布を、Brighton らの実験値⁽¹⁴⁾と比較してそれぞれ図1(a), (b)に示す。図1(a)中の上部および下部の実線は、それぞれ外管壁、内管壁から最大速度の位置までの速度分布を示している。両速度分布とも壁法則および実験値と良く一致しており、乱流エネルギーの計算値も管断面全体にわたり実験値と比較的良好一致していることから、本報で用いた $k-\epsilon$ (NH) モデルおよび計算コードは妥当なものであることを確認した。

5. 低熱流束加熱の場合

図2は、熱流束の比較的低い場合に、 $k-\epsilon$ (NH) モデルによって求めたヌッセルト数 Nu_0 と管摩擦係数 C_f をバルクレイノルズ数 Re_0 に対して示したものであり、いずれも加熱開始点から $130D$ だけ下流位置での計算結果である。熱的に十分発達した乱流領域に対して Dalle Donne ら⁽¹⁾は、半径比と物性値の温度依存性を考慮した熱伝達相関式として次式を提唱してい

表1 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	$1-0.3\exp(-Rf)$	$[1-\exp\{\frac{-Rf}{26.5}\}]^2$

る。

$$Nu_b = 0.018(d_{out}/d_{in})^{0.16} Re_b^{0.8} \times Pr_b^{0.4} (\bar{T}_w/\bar{T}_{ent})^{-0.2} \dots\dots\dots (11)$$

Nu_b の図 2 中で乱流域の実線は式(11)で $(\bar{T}_w/\bar{T}_{ent})=1$, $(d_{in}/d_{out})=0.69$ としたものである。これによれば, $k-\epsilon$ (NH) による計算値は, パルクレイノルズ数 Re_b が約 4 000 以上の領域で相関式と良く一致している。一方, 層流-乱流の遷移に関して Schlichting は, 等温流での実験結果を整理して環状流の臨界レイノルズ数 Re_{crit} を約 3 000 と与えている⁽¹⁰⁾。しかし, 図 2 に見られるように $k-\epsilon$ (NH) はこれに比べてかなり低いレイノルズ数での遷移を予測している。緒言で触れたように, 層流化を含めた高熱流束加熱の伝熱問題では, 低レイノルズ数領域での予測精度が決定的に重要であるので, この段階でモデルの改良をしておくことが望ましい。そこで, 以下のような手順に従って $k-\epsilon$ (NH)

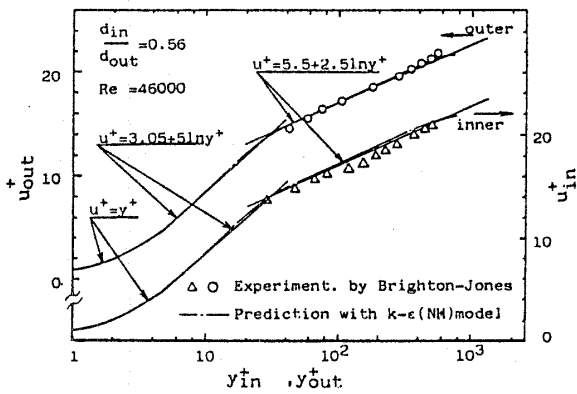
方程式中の定数およびモデル関数の一部を修正し, 遷移レイノルズ数を Schlichting の推奨値に近づけることを試みた。

6. 定数およびモデル関数の修正

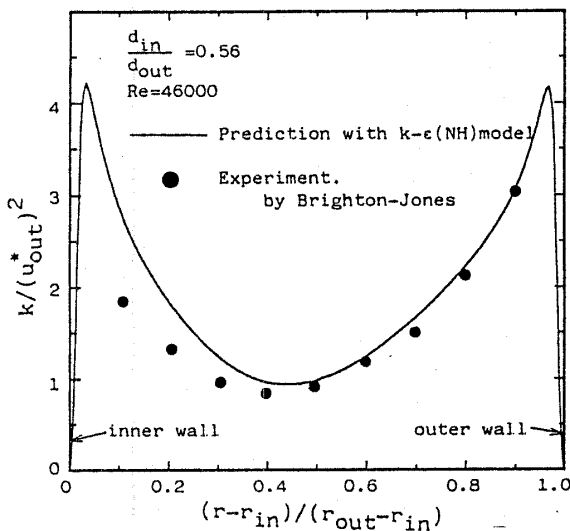
円管内流の解析において河村は, Jones-Lauder⁽⁵⁾ のモデルで ϵ 方程式中の生成項のモデル定数を修正することによって 2 200~2 500 という遷移レイノルズ数の値を得ている⁽⁷⁾。その修正方法は, ϵ 方程式中の C_1 を 1.55 とし, f_1 を以下に示すような乱流レイノルズ数 R_t の関数とするものである。

$$f_1 = 1 + 0.15 \exp \{ -(R_t/50)^2 \} \dots\dots\dots (12)$$

この関数形をそのまま採用したところ, かなり高いレイノルズ数で遷移を生じた。したがってこれをそのまま用いることはできないが, 結果的にこの方向での改良によって乱流から層流への遷移がより高いレイノルズ数側で起こるようになることがわかった。そこで, 上式の指数関数形はそのままとするがその引数は乱流レイノルズ数の一乗としたうえで, 定数を種々に変化させた試行計算を行い, 最終的に表 2 に示すような f_1 の式を得た。さらに, C_1 は高レイノルズ数で壁面を考慮しない流れに使用されている 1.44 という値に戻した。今後, この修正によるモデルを $k-\epsilon$ (M) とする。図 3 は, 図 2 と同様の形で $k-\epsilon$ (M) による計算結果を示したもので, 比較のため図 2 の $k-\epsilon$ (NH) の結果を再録している。明らかに $k-\epsilon$ (M) で得られた臨界レイノルズ数は, $k-\epsilon$ (NH) による値に比べて高くなり,



(a) 速度分布



(b) 乱流エネルギー分布

図 1 等温流における計算値と実験値との比較

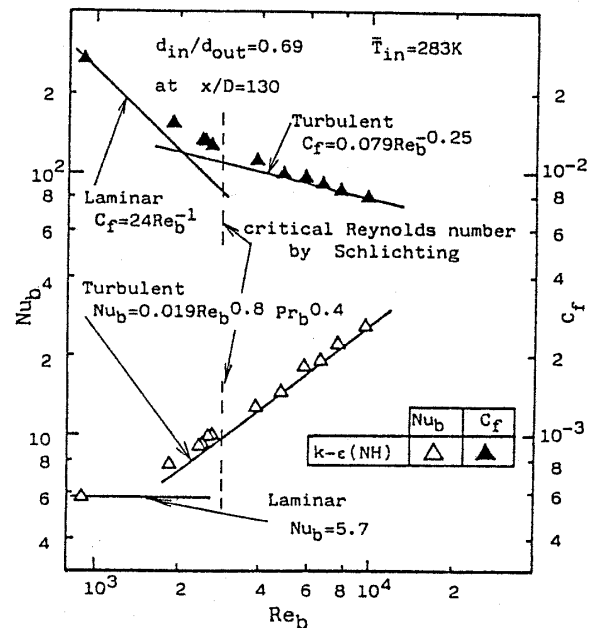


図 2 原モデルによるヌッセルト数と摩擦係数

表 2 改良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
$k-\epsilon$ (M)	0.09	1.44	1.9	1.0	1.3	$1+0.28\exp(-\frac{Rt}{25})$	$1-0.3\exp(-Rt)$	$[1-\exp(-\frac{Rt}{26.5})]^2$

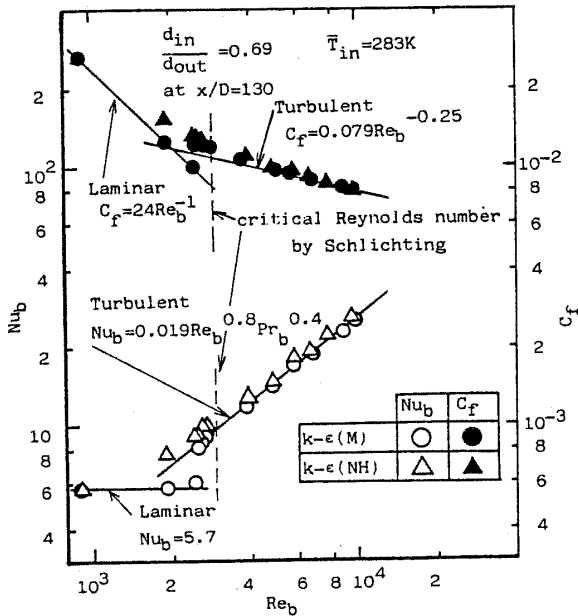
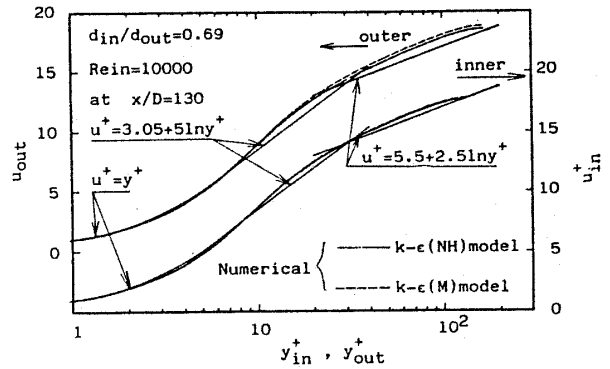


図 3 両モデルによるヌッセルト数と摩擦係数の比較

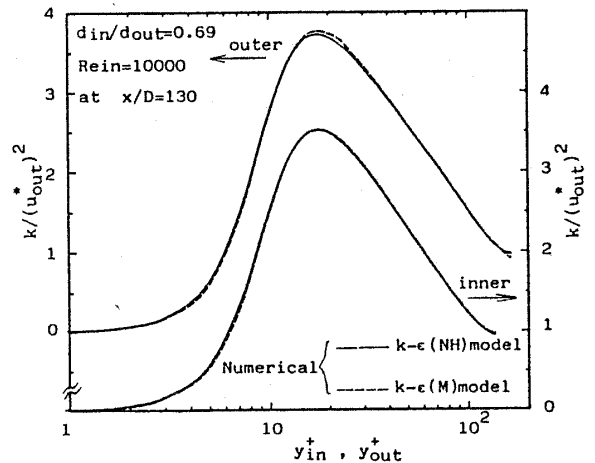
Schlichting の推奨値とほぼ一致している。一方、高レイノルズ数領域における $k-\epsilon$ (M) の結果は、図 3 に見られるように $k-\epsilon$ (NH) のものと変わらない。

Lam-Bremhorst⁽³⁾は、 ϵ 方程式中の生成項のモデル定数 f_1 を修正すれば、乱流エネルギーと主流速度 \bar{u} の壁近傍の分布形が変わると指摘している。図 4 (a), (b) は、両モデルによる速度分布と乱流エネルギー分布を $Re_{in}=10000$ の場合について示したもので、いずれも加熱開始点から $130D$ だけ下流位置での計算結果である。これらの図では、図 1 (a) と同様に両壁から最大速度位置までのそれぞれの分布が示されている。これらによれば両モデルによって求めた速度と乱流エネルギーに大きな相違はない。したがって、モデル定数 f_1 を修正することの効果は、図 3 におけると同様に遷移領域以外のレイノルズ数では現れないことがわかる。

以上によって、 $k-\epsilon$ (M) は $k-\epsilon$ (NH) の全般的な予測性能を良好に保持する一方で、低レイノルズ数領域におけるその予測性能を改良したものと見ることができる。



(a) 速度分布



(b) 乱流エネルギー分布

図 4 両モデルによる解析結果

7. 高熱流束加熱の場合

図 5 は、四つの異なる無次元熱流束の値について、両モデルで計算したヌッセルト数 Nu_b をバルクレイノルズ数 Re_b に対して示したもので、比較のために既報の実験結果⁽²⁾を併記している。ただし、 $q_{in}^+=6.2 \times 10^{-3}$ の場合には対応する実験値がないので、計算値のみを示している。図 5 中の相関式は、式(11)で $\bar{T}_w/\bar{T}_{ent}=1$, $d_{in}/d_{out}=0.69$ としたものである。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。入口無次元熱流束パラメータ q_{in}^+ が 0.75×10^{-3} および 2.01

$\times 10^{-3}$ と比較的小さい場合には、流れ方向のヌッセルト数の変化は両モデルとも実験値と良く一致している。 $q_{in}^+ = 2.01 \times 10^{-3}$ の場合、ヌッセルト数の実験値は下流に進むに従って図の点線に見られるようなある直線に漸近する傾向があり、両モデルともその傾向を良く再現している。

一方、 $q_{in}^+ = 3.79 \times 10^{-3}$ まで加熱量を増したときのヌッセルト数の実験値は、 $q_{in}^+ = 2.01 \times 10^{-3}$ の場合と同様に Dalle Donne の相関式から離れ、同様にある傾きを持つ直線に近づく傾向がある。ただしその傾きは $q_{in}^+ = 2.01 \times 10^{-3}$ の場合よりもやや小さい。 $k-\epsilon$ (NH) による計算結果では、ヌッセルト数が Dalle Donne の相関式から離れる挙動は一応再現されているものの、流れ方向に進むにつれて次第に実験値から離れ、むしろ Dalle Donne の相関式のほうに回復する傾向を示している。これに対して、 $k-\epsilon$ (M) による計算は実験値の示す傾向を良く再現している。計算値のみを示した $q_{in}^+ = 6.2 \times 10^{-3}$ の場合も、全体的な傾向は $q_{in}^+ = 3.79 \times 10^{-3}$ の場合と同様である。

試みにエネルギー式中の乱流プラントル数を一定 (0.9) とした計算も行ったが、顕著な相違は生じなかった。

8. 層流化発生の有無に関する検討

図5で、 q_{in}^+ が 3.79×10^{-3} 以上の場合に見られる流れ方向のヌッセルト数の減少は層流化発生の兆候とみなすこともできる。そこで、 $k-\epsilon$ (M) を用いて得られた半径方向の乱流エネルギー、平均速度および温度の分布の計算値からこの点を検討してみる。 q_{in}^+ は 3.79×10^{-3} に固定する。

図6は、入口レイノルズ数 Re_{in} が7000の場合に、乱流エネルギー分布が流れ方向に変化する過程を表している。縦軸は、得られた乱流エネルギーを加熱開始点における外管側の摩擦速度 $(U_{\tau, out})_{ent}$ という共通の値で除したもので、いわば乱流エネルギーの絶対値の変化を表している。乱流エネルギーは、加熱開始点から $10D$ 付近までの内管壁近傍で多少減少しているが、その後加熱終了点に向かって管断面全体にわたり増加している。一方、図7は、同じ乱流エネルギーをその位置での外管の摩擦速度 $(U_{\tau, out})^2$ で無次元化したものである。図6と異なって、この無次元化による乱流エネルギー分布は流れ方向にそれほど大きくは変化していない。したがって、加熱による膨張加速のもとで、加熱壁付近で部分的な乱れの減少は認められるものの、全体としてはある程度の相似性が保たれていることがわかる。

図8は、加熱開始点から四つの異なった無次元距離における管断面の速度分布をその最大値で除し、層流の速度分布とともに示したものである。下流に進むに従って加熱側の壁近傍の速度こう配が多少ゆるやかになる傾向はあるが、いずれの位置においても速度分布に大きな変化は見られず、層流の速度分布とは一線を画している。

図9は、 x/D が83.7と157.1の管断面温度分布を無次元距離 y^+ に対して示したものである。両位置で

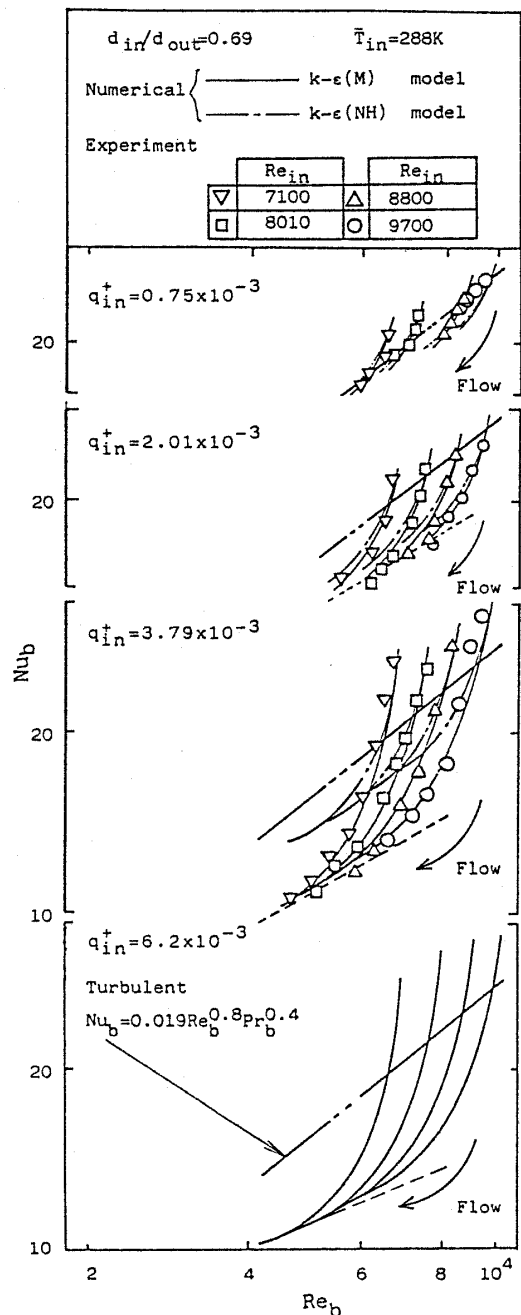


図5 高熱流束加熱におけるヌッセルト数の計算値と実験値

の温度分布とも対数領域で相関式より高く、発達した乱流の熱伝達とは様相を異にしているが、管断面全体の分布形は層流の分布 ($T^+ = Pr y^+$) とは明確に異なっている。また、異なった位置での温度分布がほぼ同じ形を保っていることは、図7、8で流れの相似性がある程度保持されていることに対応していると考えられる。

以上の状況から判断して、図5で q_{in}^+ が 3.79×10^{-3} より大きな場合に見られるヌッセルト数の減少は、ガスの膨張加速による層流化が原因であるというよりも、加熱によって物性値が局所的に著しく変化したことが主な原因と考えられる。小川によれば、 $q_{in}^+ = 3.79 \times 10^{-3}$ という値は、円管内ガス流に対しては層流化開始条件を満足する⁽¹⁵⁾ので、円管内流の層流化開始条件をそのまま環状流路に適用することはできない。この結論は既報⁽²⁾の実験的研究のそれと一致する。

図6と図7によれば内管壁近傍の乱流エネルギーは多少減少しており、加熱によって乱れの生成が抑えられている。しかしながら、乱れは外管側で生成されて

いるため、加熱壁側の乱れの抑制効果は局所的なものにとどまる。これが円管内流に比べて環状流が層流化しにくい原因と考えられる。

9. 結 論

長野・菱田による $k-\epsilon$ モデル中の定数と関数式の一部を修正して新たなモデルを作成した。本研究で得られた知見をまとめると次のようになる。

- (1) 熱流束が比較的低い場合、この改良 $k-\epsilon$ モデルはレイノルズ数の高い領域で原モデルと同等の予測精度を持つ。一方、このモデルは、遷移レイノルズ数をより正確に予測できるという点で、原モデルの低レイノルズ数領域での予測性能を改良している。
- (2) 熱流束が高い場合に原モデルはヌッセルト数の変化を再現することができないのに対して、改良モデルによる計算結果はヌッセルト数の実験値を良く再

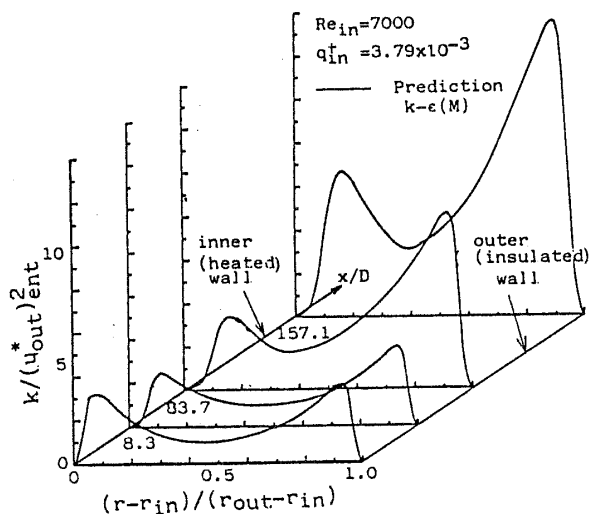


図6 乱流エネルギーの軸方向の変化

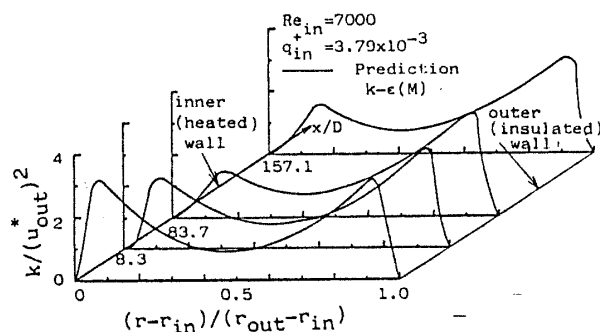


図7 乱流エネルギーの軸方向の変化

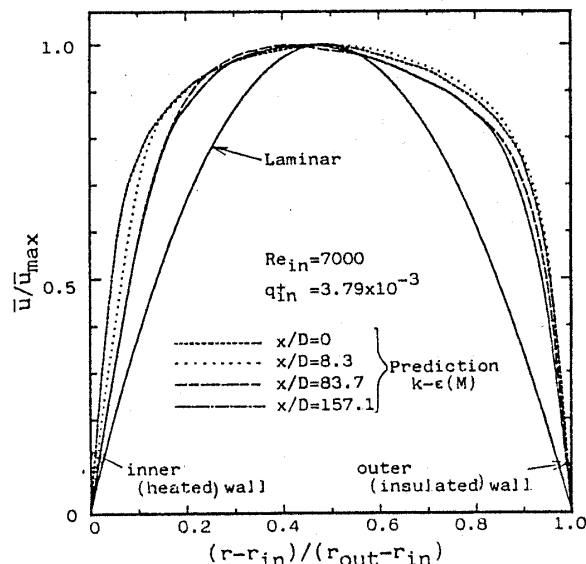


図8 管断面速度分布の軸方向の変化

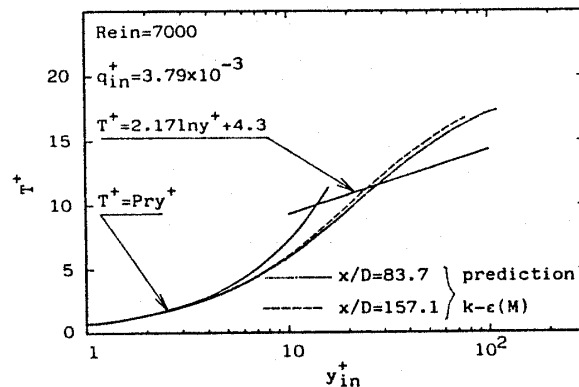


図9 管断面温度分布の軸方向の変化

現する。

(3) 改良モデルによる計算結果は、 q_{in} が大きな場合のヌッセルト数は単調に減少し続けるのではなくある傾きを持つ直線に漸近する、という傾向を再現しており、既報⁽²⁾の実験結果がより確かなものとなった。

(4) 既報と同様、環状流路では層流化現象は発生しにくく、円管内流の層流化開始条件はそのままでは適用できない。

河村⁽⁶⁾の指摘にもかかわらず、 $k-\epsilon$ モデルでも本報のような改良によってかなりの予測精度が達成されることが明らかになったが、モデル中の定数や関数式の修正に対する物理的根拠については今後検討する必要がある。

文 献

(1) Dalle Donne, M. and Meerwald, E., *Int. J. Heat Mass*

Transf., 16-4 (1973), 787.

(2) 鳥居・ほか3名, 機論, 53-488, B (1987), 1277.

(3) Lam, C. K. G. and Bremhorst, K., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 103-3 (1981), 456.

(4) 長野・ほか2名, 機論, 50-457, B (1984), 2022.

(5) Jones, W. P. and Launder, B. E., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 15 (1972), 301.

(6) 河村, 機論, 45-395, B (1979), 1038.

(7) 河村, 第21回伝熱シンポジウム講演論文集, (1984), 40.

(8) Hishida, M., ほか6名, *Heat Transf High Technol Power Engi.*, (1987), 273, Springer.

(9) 本論文集 3136 ページ.

(10) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 7th ed., (1979), McGraw-Hill.

(11) プロバス・グループ, PROPATH: 熱物性値プログラム・パッケージ, 第4.1版, (1987).

(12) 長野・菱田, 空調・冷凍連合講演会 20周年記念大会講演集, (1986), 41.

(13) 長野・ほか2名, 第25回伝熱シンポジウム講演論文集, (1988), 166.

(14) Brighton, J. A. and Jnnes, J. B., *J. Basic Eng.*, (1964), 835.

(15) 小川・ほか3名, 日本原子力学会誌, 24-1 (1982), 60.

討 論

〔質問〕 河村 洋〔東京理科大学理工学部〕

$k-\epsilon$ モデルを用いて二重円管内ガス流の解析を行われたのは興味深い。

8章で、図5の q_{in} が大きい場合のヌッセルト数減少の原因を、“ガスの膨張加速による層流化よりも、加熱によって物性値が局所的に著しく変化したことが主な原因”としておられるが、具体的にはどのようなことを考えておられるのか。やはりその直後でも述べておられるように、加熱面側では膨張加速による層流化傾向が現れているのではないか。

なお、9章で、“河村⁽⁶⁾の指摘にもかかわらず” $k-\epsilon$ モデルでもよい結果が得られたとしておられるが、質問者は当該報⁽⁶⁾で、 $k-\epsilon$ モデルも定数の改訂により改善の可能性のあることを述べているので、この点について誤解のないようお願いしたい。

〔回答〕 強く加熱される壁近傍で膨張加熱と粘性係数の著しい増加の双方が現れていることは明らかである。一方、この両者ともに、層流化の指標として良く用いられる加速パラメータ $k(=(\nu/\bar{u}^2) \cdot (d\bar{u}/dx))$ を増加させるという点は共通である。したがって、ここで

上のいずれがその原因として支配的かということ来判断することはできないものの、図5の $q_{in}=3.79 \times 10^{-3}$ の場合に見られるヌッセルト数の減少、図6および図7の加熱壁側に見られる乱流エネルギーの局所的な低下などがこの部分での乱れの抑制を示唆していることは疑いがない。にもかかわらず著者らがあえて層流化という語を避けたのはその定義にこだわるからである。一般に層流といえども子細に見ればいくらかのじょう乱を含んでいるが、その乱れが成長しない場合には著者らはそれを乱流とは呼ばない。すなわち、層流乱流の区別はじょう乱の有無というよりはそのじょう乱が成長するか否かで判断されるべきものとする。著者らは、加熱壁近傍で部分的に現れた層流的な領域が次第に広がり、管内全体にわたって乱れが維持できなくなる事態が現れる場合を層流化と考えているが、図6、7で乱れが抑制されている領域は壁近傍に限られ、また図8、9の速度分布、温度分布ともに乱流の様相を残している。

9章の最後の文章に関するご指摘はそのとおりである。記述に正確さを欠いたことをお詫びする。