

二重円管内ガス流の加熱層流化現象*

鳥居 修一*¹, 清水 昭比古*², 長谷川 修*³

Laminarization Phenomena of Strongly Heated Annular Gas Flows

Shuichi TORII, Akihiko SHIMIZU and Shu HASEGAWA

This paper describes a study on the laminarization phenomena of annular tube flows that are strongly and uniformly heated from both sides of the annulus. Experimental as well as numerical results exhibited a remarkable reduction in the local heat transfer coefficient of both inner and outer walls, and the local Nusselt numbers were found to finally approach the laminar values. Moreover, the calculated radial profiles of turbulent kinetic energy, time-averaged streamwise velocity, etc., all suggested the transition from turbulent to laminar flows. Hence, it was concluded that the annular flows can actually be laminarized as the circular tube flows. Following this conclusion, a discussion is developed on the occurrence criteria of laminarization of the annular tube flows. It is concluded that if it is heated uniformly from both walls, the annular tube flows are laminarized at the same bulk acceleration level as the circular tube flows. Otherwise, however, the annular flows are less vulnerable to Laminarization.

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

1. 緒 言

同心二重円管内を流れるガスの加熱層流化現象はとくに高温ガス炉の安全設計に関して重要な問題である。これまでに著者らは、この問題に関して内管壁のみを強く加熱した伝熱実験⁽¹⁾と対応する数値解析⁽²⁾を報告した。とくに後者では、長野らの $k-\varepsilon$ モデル⁽³⁾のモデル定数とモデル関数の一部を修正した改良 $k-\varepsilon$ モデルを提唱し、これを用いて前者の実験結果をある程度再現することに成功した。これらの結果によれば、環状流は円管内ガス流に比べて層流化しにくく、円管内ガス流の層流化発生条件はそのままでは環状流に適用できない。さらに著者らは、同モデルのはん用性・有効性を確認する目的でこれを円管内ガス流の層流化現象の解析にも適用し、層流化過程にある流れの Stanton 数の変化がよく再現されること、および、同モデルは河村がこの現象の解析に際して提案した $k-kL$ モデル⁽⁴⁾とほぼ同じ予測性能をもつことなどを明らかに

した⁽⁵⁾。

内管のみが強く加熱される先の環状流の計算結果⁽²⁾のうち乱流エネルギーの流路断面内分布を見ると、加熱壁近傍の乱れはかなり低下して部分的には層流化の方向にあると認められるが、非加熱壁近傍で生成される乱れが流れ場全体の層流化を抑制しているようである。このような乱流エネルギー分布は、藤井ら⁽⁶⁾が提案した3方程式モデル ($k-kL-\overline{uv}$ モデル) による計算結果にも見られる。そこで、内管だけでなく外管をも同時に強く加熱すれば、環状流でも層流化する可能性は依然として残されているであろう。

以上を背景として本報では、先の実験を一步進めて環状流を内外壁から同時に強く加熱する実験を行うとともに、前述の改良 $k-\varepsilon$ モデルによる解析を併用して環状流の層流化の有無を改めて検討する。

2. 記 号

A : 流路断面積 $= \pi(d_{out}^2 - d_{in}^2)/4$ m^2

c_p : 定圧比熱 $J/(K \cdot kg)$

C_μ, C_1, C_2 : 乱流モデルの定数

d_{in} : 内管直径 m

d_{out} : 外管直径 m

D : 水力直径 $= d_{out} - d_{in}$ m

* 原稿受付 平成2年8月22日。

¹ 正員、鹿児島大学工学部 (〒890 鹿児島市郡元 1-21-40)。² 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)。³ 正員、久留米工業高等専門学校 (〒830 久留米市小森野町 1232)。

- e : バルク温度の計算値と測定値の相対誤差
- 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 $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
- h : 熱伝達係数 $\text{W}/(\text{K} \cdot \text{m}^2)$
- K : 加速パラメータ $= (\mu/\bar{\rho}U^2)(dU/dx)$
- k : 乱流エネルギー $= (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)/2 \text{ m}^2/\text{s}^2$
- Nu : ヌッセルト数 $= hD/\lambda$
- Pr : プラントル数
- \bar{P} : 圧力の時間平均 Pa
- q : 熱流束 W/m^2
- q^+_{in} : 無次元熱流束パラメータ [式(9)]
- q^+_{w} : 無次元熱流束パラメータ [式(10)]
- r : 半径方向座標
- r_{in} : 内管半径 m
- r_{out} : 外管半径 m
- 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 : 無次元距離 $= y^+$
- \bar{T} : 温度の時間平均 K
- 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 m/s
- u : x 方向の変動速度成分 m/s
- u^* : 摩擦速度 $= (\tau_w/\bar{\rho})^{0.5} \text{ m}/\text{s}$
- \bar{u}^* : 摩擦速度 [式(12)] m/s
- U : 管断面の平均速度 m/s
- v : 半径方向の速度の瞬時値 m/s
- w : x と r に垂直な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 $= \bar{\rho}u^*y/\mu = R_r$
- ギリシャ文字
- ϵ : 乱流エネルギー消散率 m^2/s^3
- λ : 熱伝導率 $\text{W}/(\text{K} \cdot \text{m})$
- μ : 粘性係数 $\text{Pa} \cdot \text{s}$
- μ_t : 乱流粘性係数 $\text{Pa} \cdot \text{s}$
- $\bar{\rho}$: 密度の時間平均 kg/m^3
- ρ : 密度の変動成分 kg/m^3
- $\bar{\rho}$: 密度の瞬時値 $= \bar{\rho} + \rho \text{ kg}/\text{m}^3$
- $\sigma_k, \sigma_\epsilon$: k と ϵ に対する乱流プラントル数
- τ_w : 壁面せん断応力 Pa
- $\bar{\tau}_w$: 内外壁の平均せん断応力 [式(12)] Pa
- 添字
- b : バルク
- in: 加熱開始点 [$k/(u^*)^2_{in}, q^+_{in}, Re_{in}, \bar{T}_{in}$ のとき]
- in: 内管 [$k/(u^*)^2_{in}, q^+_{in}, Re_{in}, \bar{T}_{in}$ 以外]

- ii: 内管加熱で外管断熱
- max: 最大値
- out: 外管
- oo: 内管断熱で外管加熱
- p : 定圧
- t : 乱流
- w : 壁面
- $\bar{\quad}$: 時間平均

3. 解析について

解析に用いる基礎式と数値解法は、境界条件として内外壁から一定の熱流束を与えるほかは既報⁽²⁾と同様であるので、要点のみを述べる。管内ガス流が強く加熱される場合、これを非圧縮性流体として取扱うことはできず、基礎式は物性値の温度依存性と密度変化を考慮したものでなければならない。境界層近似を施した基礎式は以下のとおりである。

(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)

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

(乱流エネルギー方程式: k)

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

(乱流消散率方程式: ϵ)

$$\bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} + \mu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right\} + c_1 f_1 \frac{\epsilon}{k} \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 - c_2 f_2 \bar{\rho} \frac{\epsilon^2}{k} + \nu \mu_t (1 - f_\mu) \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial r^2} \right)^2 \dots\dots\dots (4)$$

(エネルギー方程式: \bar{T})

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

それぞれの式中の対流項の $\bar{\rho} \bar{V}$ の形は、密度変化のある流れに境界層近似を施して導かれている⁽⁷⁾。各式中の乱流粘性係数 μ_t と乱流熱伝導率 λ_t は、 k, ϵ および乱流プラントル数 Pr_t を用いて以下のように表される。

$$\mu_t = \bar{\rho} c_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \dots\dots\dots (6)$$

表 1 改良 $k-\epsilon$ モデルのモデル定数とモデル関数

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

$$\lambda_t = \frac{\mu_t C_p}{Pr_t} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、乱流プラントル数には下式を用いる⁽⁸⁾。

$$Pr_t = 0.86 \frac{1 - \exp\{- (y^+ / 26.5)^3\}}{1 - \exp\{- (y^+ / 30)^3\}} \dots\dots\dots (8)$$

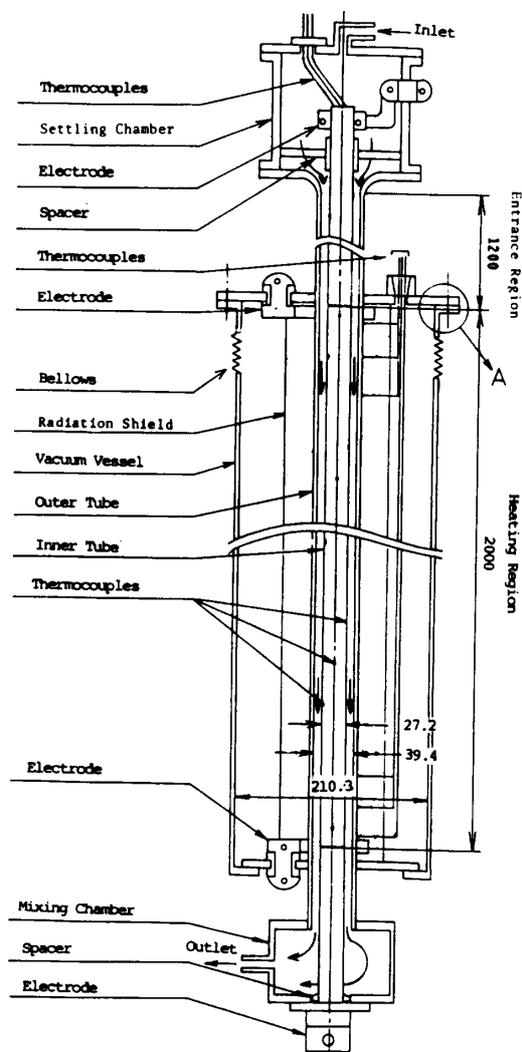
改良形モデルは原モデルで式(4)中の c_1 と f_1 のみを修正したものであり、その修正過程は前報⁽²⁾で述べている。また、これを含めて、式(3)、(4)および式(6)に現れているモデル定数とモデル関数を表1に示す。

理想気体の状態方程式を使わず、プログラムパッケージ⁽⁹⁾を用いて、繰返し計算のたびに圧力と温度から密度を更新している。数値解法には、コントロールボリューム法と前進法を採用する。

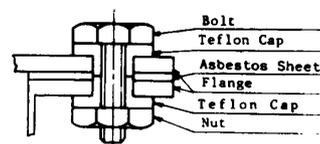
4. 実験

4.1 実験装置・実験範囲など 実験装置の概略を図1(a)に示す。これは、新たに断熱用真空容器の上部と下部に電極を取付けて外管をも通電加熱できるようにした他は既報⁽¹⁾のものと同様で、外管内径39.4 mm、内管外径27.2 mmの大小のステンレス製シームレス管からなる環状流路内を窒素ガスが鉛直下向きに流れる。真空容器上部のフランジには絶縁材を兼ねたパッキンを挟み、この部分の締めつけ用ボルトにテフロン製のキャップをはめ込むことによって真空容器を通じての短絡を防いだ〔図1(b)〕。内壁の加熱は、既報と同じく整流筒内部と混合室内部に取付けた電極を通じて行った。さらに、壁温とバルク温度との比を既報の場合よりも大きくとれるように、液体窒素を用いて整流筒に入る窒素ガスを約233 Kまで予冷した。入口レイノルズ数 Re_{in} は、低熱流束加熱の場合には5700から10000の範囲とし、高熱流束の場合は約8000に固定した。内外壁は個別に加熱できるようになっているが、高熱流束加熱の実験ではとりあえず「強く加熱されれば、環状流でも層流化するか」ということに視点を限定して内外壁の熱流束の比を1に固定した。この場合の壁面熱流束の最大値は約10 kW/m²であった。

内壁のみを強く加熱した先の報告⁽¹⁾⁽²⁾では、加熱の程度による熱伝達の変化を次の無次元熱流束パラメー



(a) 伝熱試験部



(b) A部の詳細

図 1

タ q_{in}^+ で評価した。

$$q_{in}^+ = \frac{q_w}{(Gc_p T)_{in}} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 q_w は内壁の熱流束である。しかし、このパラ

メータは熱流束の値を一つしか含まないので、内外壁が同時に加熱される場合には適用できない。そこで、Vilemas-Nemir a⁽¹⁰⁾が用いた次のようなパラメータを q^*_{in} の代わりに使用した。

$$q^*_w = \frac{d_{in}q_{in} + d_{out}q_{out}}{d_{in} + d_{out}} \frac{1}{(C_p \bar{T})_{in}} \dots\dots\dots(10)$$

実際このパラメータは以下のように、よく知られた加速パラメータ K と結びつけられる。

$$q^*_w = \frac{KRe}{4} \dots\dots\dots(11)$$

4.2 装置の検証 実験では既報⁽¹⁾の装置を一部改良したので、改めてその信頼性を検証した。既報で触れたように、環状流路を用いた実験では偏心が重要である。これに対して、藤井ら⁽⁶⁾は、偏心量が測定できる挿入孔を外管の周囲に取付けて偏心の程度を把握した。しかしながら、ここで用いた試験部は内外壁が同時に加熱されるので、この方法は採用できない。そこで既報の場合と同じように、両管壁の熱電対を周方向に90°づつずらしたらせん状に取付けて、測定値が軸方向に滑らかな曲線を描いていけば偏心はない、とする方法を採用した。その結果の一例を図2に示す。図2中の○印と△印はそれぞれ内管壁と外管壁に対応する。内外壁温は双方とも平均曲線から大きくずれてはおらず、規則的なうねりも現れていないことから、偏心はほとんどないと判断した。この傾向は壁温をかなり強く加熱しても変わらなかった。表2は、加熱部出口におけるバルク温度の測定値と計算値との差の絶対値を、加熱区間でのバルク温度上昇分の測定値で除した結果をまとめたものである。流れが強く加熱されるにつれて、その値が次第に大きくなっていることがうかがえる。

変物性の影響の少ない熱流束の比較的低い条件の下で行った伝熱実験の結果を図3(a), (b)に示す。これは、内管加熱・外管断熱と外管加熱・内管断熱の場合のヌッセルト数の測定結果をレイノルズ数に対して示したものであり、実線は4.1節の改良モデルによる解析結果である。これらの測定値と計算値は、ともに熱的に十分発達しているとみなせる位置(加熱開始点から120直径だけ下流)で得られたものである。熱流束の値は、 $q^*_w \leq 1.10 \times 10^{-4}$ 程度である。計算値と測定値はほぼ一致している。低熱流束加熱の場合に改良モデルが有効であることは既報⁽²⁾で確認しているの、壁温の軸方向分布の先の結果と併せて改良した実験装置は信頼できるものと判断した。ただし、表2からわかるように、流れが高い熱流束で加熱される場合、実験結果の測定精度に多少問題があると考えられる。その

原因については後述する。

4.3 高熱流束加熱の結果 図4は、三つの異なる無次元熱流束の値について改良モデルと実験の双方で得られた内外壁のヌッセルト数をバルクレイノルズ数 Re_b に対して示したものであり、点線と破線がそれぞれ内管壁と外管壁の値に対応する。また、層流域と乱流域には物性値一定の条件の下で得られた Lundberg ら⁽¹¹⁾と Kays ら⁽¹²⁾の解析結果をそれぞれ併記している。 $q^*_w = 1.54 \times 10^{-3}$ の場合、内外壁のヌッセルト数の実験値は全体的に Kays らの値より低めに位置しており改良モデルによる計算値もほぼこの変化を再現している。これは先の内管加熱の実験⁽¹⁾で見られた傾向と同じである。加熱量を $q^*_w = 3.10 \times 10^{-3}$ まで増やすとこの傾向はさらに強くなり、内外壁のヌッセルト

表2 バルク温度の計算値と実験値との相対誤差

$q^*_w \times 10^3$	Re_{in}	$\bar{T}_{in}(K)$	$e(\%)$
0.10	7770	288	2.1
1.54	6810	241	3.8
2.99	7320	237	3.8
3.10	8110	232	4.1
4.65	7730	234	8.0
5.01	7860	239	9.1

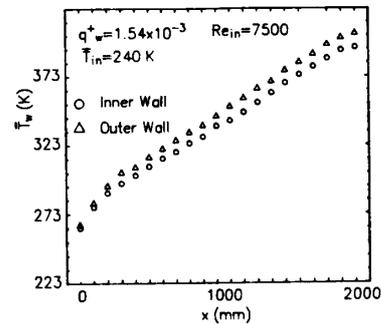
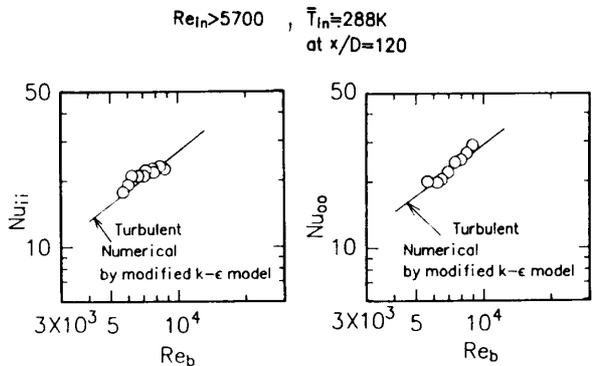


図2 両壁温の流れ方向分布



(a) 内管加熱・外管断熱 (b) 内管断熱・外管加熱

図3 低熱流束加熱の実験結果

数の実験値はともに加熱開始直後ですでに Kays らの解析値から大きく離れ、とくに内管壁では下流域で層流の値に近づいている。計算値も実験値と同じように減少しているがその予測精度は十分でない。一方、図 4 最下部の $q^+_w=4.65 \times 10^{-3}$ では、計算値は実験値の特徴ある変化をかなりよく再現しており、実験値と計算値は双方とも層流の値に漸近している。ただしこの場合にも、計算値は全域で内管壁の値が外管壁よりも高いのに対して、実験値では上流側と下流側で大小関係が逆転している。これは、とくに高温での実験の進行にともなって外管の外表面のステンレス上に酸化被膜が形成されそのふく射率が增大する現象を考慮に入れていなかったために、真空容器内壁とのふく射損失を過小評価したことが大きな原因と考えられる。

このように、主として高温実験での精度に起因する不備はあるが、全体的な熱伝達のふるまいはおおむね実験結果によって再現されていると考え、以下では強く加熱される環状流の層流化現象に関する考察を行う。

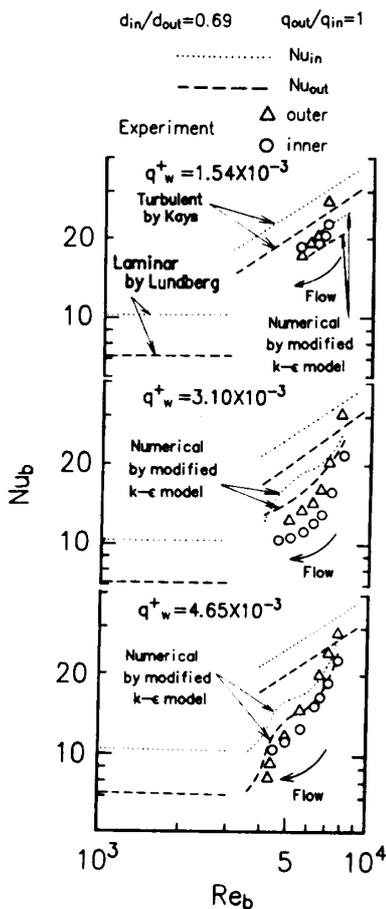


図 4 高熱流束加熱におけるヌッセルト数の変化

5. 層流化の有無に関する検討

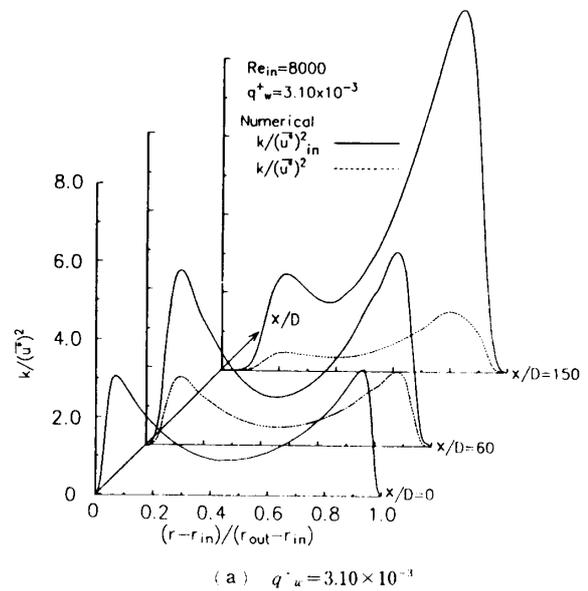
図 4 の $q^+_w=3.10 \times 10^{-3}$ と $q^+_w=4.65 \times 10^{-3}$ の結果は層流化の発生を示唆している可能性があるため、既報と同様にこの場合の乱流エネルギー、速度および温度の計算値を検討してみる。

図 5 (a), (b) には $q^+_w=3.10 \times 10^{-3}$ と $q^+_w=4.65 \times 10^{-3}$ の場合の乱流エネルギー分布を、次式の内外壁平均摩擦で無次元化したものを示している。

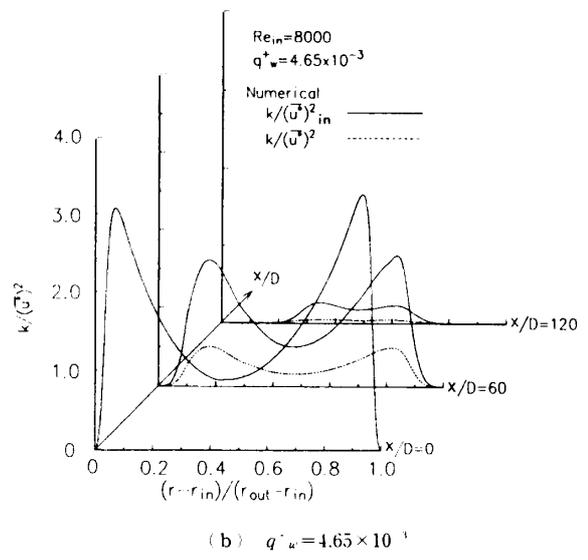
$$\bar{u}^* = \sqrt{\frac{\bar{\tau}_w}{\rho_b}} \dots\dots\dots (12)$$

ここで、

$$\bar{\tau}_w = \frac{\tau_{w,in}d_{in} + \tau_{w,out}d_{out}}{d_{in} + d_{out}}$$



(a) $q^+_w = 3.10 \times 10^{-3}$



(b) $q^+_w = 4.65 \times 10^{-3}$

図 5 乱流エネルギーの軸方向の変化

ただし実線と点線は、乱流エネルギーをそれぞれ加熱開始点での $\overline{u^*_{in}}$, および局所の $\overline{u^*}$ で無次元化したもので、前者が乱流エネルギーの絶対値の変化に、後者が相対値の変化に対応する。前報⁽²⁾では、外管の摩擦速度による無次元化を採用したが、両面ともに強く加熱される本報の場合には、式(12)の $\overline{u^*}$ による無次元化がより合理的であろう。 $q^*_w=3.10 \times 10^{-3}$ の場合、乱流エネルギーの絶対値は $x/D=60$ より下流域の内壁側で減少しているが、外壁側では流れとともに増加している。一方相対値は内壁側で減少傾向にあるが、外壁側では加熱開始後減少した後はほぼ一定値を保っている。一方、 $q^*_w=4.65 \times 10^{-3}$ の場合には絶対値相対値ともに管断面全体にわたって流れ方向に単調に減少している。

図6(a), (b)には、図4の二つの q^*_w の場合について、流れ方向の三つの位置での管断面速度を最大値で無次元化し、層流の速度分布⁽¹³⁾とともに示している。 $q^*_w=3.10 \times 10^{-3}$ の速度分布は、下流に向けて両壁近傍の速度こう配が次第に小さくなってはいるものの、層流のものとは異なる。一方、 $q^*_w=4.65 \times 10^{-3}$ の $x/D=150$ での分布はほぼ層流のそれと一致している。さらに $q^*_w=4.65 \times 10^{-3}$ の場合について、加熱開始点から60直径と150直径だけ下流位置の無次元温度分布の計算値を普遍温度分布とともに図7に示す。計算値は、それぞれの壁から最小温度位置までの分布である。両管壁からの温度分布は $x/D=150$ で $T^+=Pr_w^*$ の分布形に一致している。この式は、温度分布も速度分布と類似の壁法則が成立することを用い、分子熱伝導のみを考慮して導かれたものであり、層流のものに対応している⁽¹⁴⁾。以上を総合すると、図4の $q_w=4.65 \times 10^{-3}$ の場合に見られるヌセルト数の急激な減少は層流化によるものと考えられる。

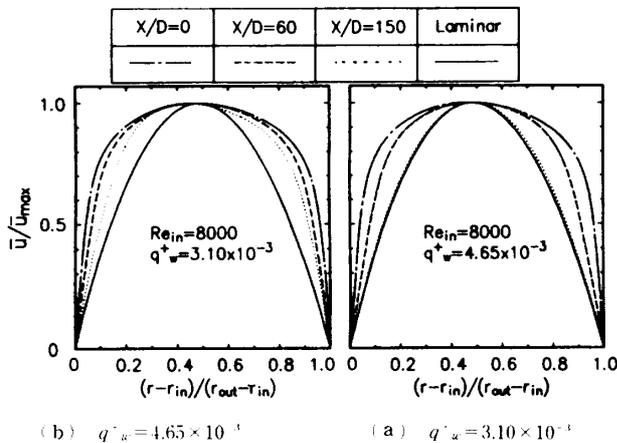


図6 管断面速度分布の軸方向の変化

本研究では乱流変動の観察を行っていないので断定はしかねるが、図5の乱流エネルギーと図6の速度分布の変化を見ると、 $q^*_w=3.10 \times 10^{-3}$ の場合の流れは層流乱流の境目付近の微妙な段階にあると思われる。小川らの観察⁽¹⁵⁾によれば、流れが乱流から層流へ逆遷移する過程には間欠流の段階が存在するが、一般に時間平均を取扱う $k-\epsilon$ モデルで間欠流を再現する試みには限界があるであろう。 $q^*_w=3.10 \times 10^{-3}$ の場合に実験値と計算値の間かなりの不一致が見られるのは、先に述べた点に加えてこのことにも起因すると考えられる。このような微妙な段階での同様の不一致は、円管内流の層流化現象を取扱った既報⁽⁵⁾でも見られた。これに対して、熱流束をさらに上げたときの流れは間欠流の段階を一気に通過して層流化に向かうと予想される。 $q^*_w=4.65 \times 10^{-3}$ の場合に、 $q^*_w=3.10 \times 10^{-3}$ の場合よりもむしろ予測精度がよくなっているのはこのことに対応すると考えられる。結局、一連の

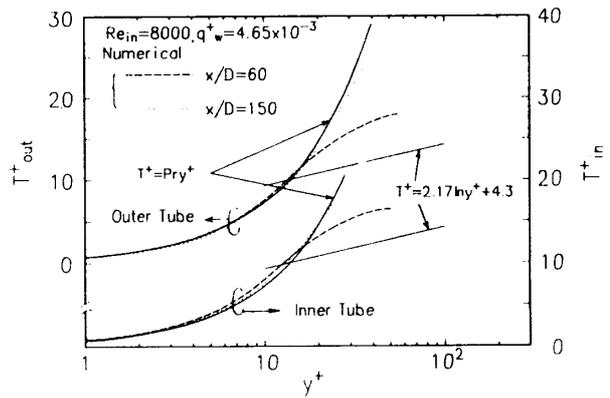


図7 管断面温度分布の軸方向の変化

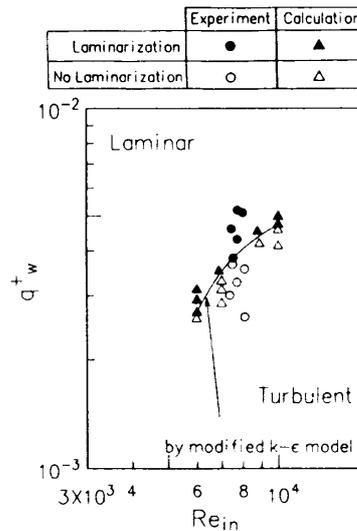


図8 q_w^* による環状流の層流化開始条件

研究で検討してきた改良 $k-\epsilon$ モデルの限界として、層流乱流の境目付近の微妙な流れでは予測精度が劣ることを指摘しなければならない。

6. 同心二重円管内ガス流の層流化発生条件

6.1 層流化発生条件の整理 5章で、環状流でも内外壁を強く加熱すれば円管内ガス流と同じように層流化が発生することがわかったので、次にその発生条件を検討する。

既報⁽⁵⁾によれば、円管内ガス流の場合、乱流エネルギーの解析値が150直径下流位置で管断面全域にわたり対応する加熱開始点での値の1/10以下に減少する場合を層流化と決めれば既存の実験結果がよく再現される。ここでもこれをそのまま用いる。実験結果に関しては、図4の $q^*_w=4.65 \times 10^{-3}$ の場合のように、局所のバルクレイノルズ数が乱流の値であるにもかかわらず内外壁のヌッセルト数の双方ともほぼ層流の値を示す場合を層流化の発生と定義する。ここで、図4の $q^*_w=3.10 \times 10^{-3}$ の場合のように、内壁側のヌッセルト数はほぼ層流の値になっているが外壁側の値はそうでない、という場合が問題となる。前述のようにこの場合の流れは層流乱流間の境目の微妙な段階にあると考えられるが、著者らは管断面全体にわたって乱れが維持できなくなる状態を層流化とらえているので、いわゆる部分的層流化に相当すると思われる場合は除外した。こうして定めた判別法による結果を図8にまとめる。図8中の実線は解析による発生限界を示しており、実線結果とほぼ一致する。ただし、この線の下には上述の微妙な段階に相当する部分がある幅をもって存在すると考えられる。この幅は、小川ら⁽¹⁵⁾が円管

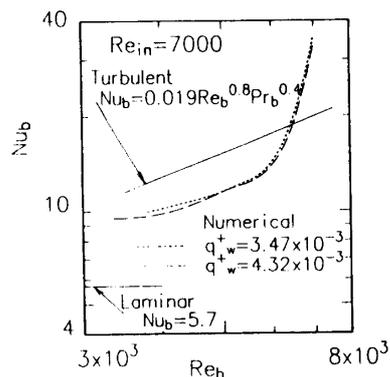
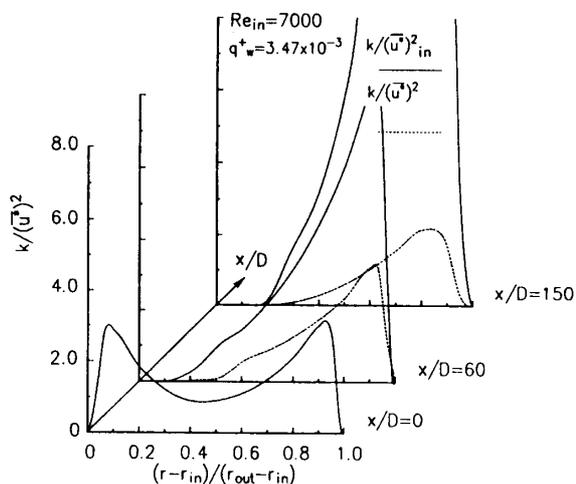
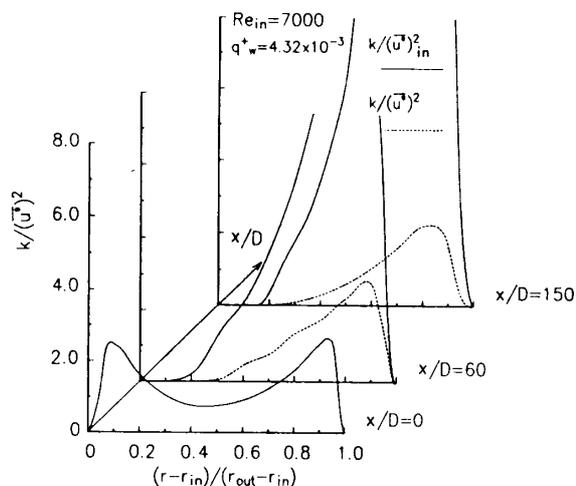


図10 ヌッセルト数の流れ方向の変化 (内管加熱・外管断面の場合)



(a) $q^*_w = 3.47 \times 10^{-3}$



(b) $q^*_w = 4.32 \times 10^{-3}$

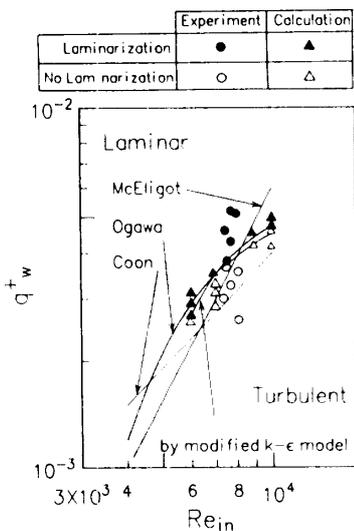


図9 円管の層流化開始条件との比較

図11 乱流エネルギーの軸方向の変化

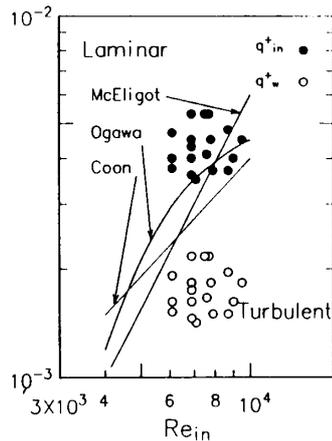


図 12 q^+_{in} と q^+_w による実験結果の比較 (内管加熱・外管断熱の場合)

内管ガス流に対して示した層流化開始と層流化終了の間の幅に相当するであろう。

6・2 円管と二重管の層流化発生条件の比較 q_{in} の値によらず式(10)で $d_{in}=0$ とすれば q^+_w は q^+_{in} になる。すなわち、 q^+_w は特別の場合として円管の場合を含むパラメータであるので、円管に対する Coon ら⁽¹⁶⁾、McEligot ら⁽¹⁷⁾、および小川ら⁽¹⁵⁾の層流化発生条件の q^+_{in} を q^+_w に読み替え、図 8 の結果とともに図 9 にまとめる。6・1 節で求めた発生条件は、円管のものと大きくは異なっておらず、とくに小川らのものとはよく一致していることがわかる。したがって、少なくとも内外壁の熱流束の比が 1 である場合には、円管内管ガス流に対する既存の層流化発生条件は二重円管内管ガス流に対してもある程度有効であることがわかる。

次の問題は、同じ q^+_w したがって同じバルク温度上昇を与える加熱量を片方の伝熱面に集中させた場合、流れは内外壁から均等に加熱される場合と同様に層流化するか、という点である。本研究では、電源装置自体に余裕はあったが管材に用いたステンレス鋼の温度制限によりこの実験が不可能であったので、以下では解析のみによってこの点を検討する。

$q^+_w=3.47 \times 10^{-3}$ 、 4.32×10^{-3} の 2 例に対するヌッセルト数と乱流エネルギーの計算値の変化を、図 4、5 と同じ形式でそれぞれ図 10、11 に示す。入口レイノルズ数 Re_{in} は双方ともに 7000 である。また図 10 には、既報と同様に、乱流の熱伝達実験式として Dalle Donne ら⁽¹⁸⁾ のものを示している。前述のように、式(10)の q_{out} は零として全伝熱量を内壁側から与えている。図 9 からわかるようにこれらの q^+_w の値は、引用した円管内流に対する三つの層流化発生条件をいずれも満たしている。ヌッセルト数は乱流の熱伝達実験

式から離れるものの、層流化が発生した場合のように層流の値へ急激に減少するような傾向は見られない。一方対応する乱流エネルギーは、加熱壁側で著しく減少しているものの非加熱壁側では一定のレベルを維持しており、とくにその絶対値は流れの加速とともに大きく増加している。したがって、非加熱壁で生成される乱れが、加熱壁側からの層流化傾向を抑制していると考えられる。

以上の状況から判断して、熱量が内外壁から均等に与えられる場合、二重円管内管ガス流は円管内管ガス流とほぼ同じ q^+_w の条件で層流化するが、同じバルク温度上昇をもたらす熱量を加える場合でも、それを片面に集中させる場合には層流化は発生しにくいと考えられる。そこで、内壁のみが加熱される二重円管内管ガス流を取扱った既報⁽¹⁾⁽²⁾の結果を再検討してみる。この場合、 q^+_{in} と q^+_w の関係は次のように表される。

$$q^+_w = \frac{d_{in}}{d_{in} + d_{out}} q^+_{in} \dots \dots \dots (13)$$

既報⁽¹⁾の図 6 の実験点は、 q^+_w で整理しなおせば、式(13)より $d_{in}/(d_{in} + d_{out})$ 倍だけ下に位置するようになる。これを図 12 に示す。図 12 中には、先に述べた円管に対する Coon ら⁽¹⁶⁾、McEligot ら⁽¹⁷⁾、および小川ら⁽¹⁵⁾の層流化発生条件を示している。図 12 中から明らかのように、これらの実験結果はそのほとんどが従来の円管内管ガス流の層流化発生条件を満たしていなかったことになる。

7. 結 論

同心二重円管の内外壁を高い熱流束で同時に加熱する伝熱実験、および対応する数値解析を行い、環状流の伝熱特性と層流化の有無を改めて検討した。以下に得られた結果をまとめる。

(1) 両管壁から均等な熱流束で強く加熱されれば、たとえレイノルズ数が乱流域にあっても内外壁のヌッセルト数が層流の値にまで低下することがあり、確かに二重円管内管ガス流も層流化する。そのときの乱流エネルギーは円管内管ガス流の場合と同様に管断面全体にわたりいっせいに減少し、これに対応して速度と温度の分布はほぼ層流の形に移行する。

(2) 円管内管ガス流の場合と同様、急速に層流化に向かう流れは改良 $k-\epsilon$ モデルでよく再現されるのに対し、層流乱流の境目付近にある微妙な段階の流れの予測精度は劣る。

(3) 無次元熱流束パラメータを式(10)の q^+_w に読み替えれば、少なくとも加熱が両面から均等に行われている場合には、 q^+_w と入口レイノルズ数で表現さ

れた従来の円管内ガス流の層流化発生条件は二重円管内ガス流の層流化現象にも適用できる。またその場合、解析による層流化発生限界は円管内ガス流に対する小川らの実験結果をよく再現している。

(4) 同じバルク温度上昇をもたらす熱量を加える場合でも、それを二重円管の片側の壁に集中させた場合には層流化は発生しにくい。

文 献

- (1) 鳥居・ほか3名, 機論, 53-488, B(1987), 1277.
- (2) 鳥居・ほか3名, 機論, 55-518, B(1989), 3136.
- (3) 長野・ほか2名, 機論, 50-457, B(1984), 2022.
- (4) 河村, 機論, 45-395, B(1979), 1038.
- (5) 鳥居・ほか3名, 機論, 55-518, B(1989), 3144.
- (6) 藤井・ほか4名, 機論, 56-521, B(1990), 122.
- (7) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 7th ed., (1979), 702, McGraw-Hill.
- (8) 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.
- (9) プロハス・グループ, PROPATH: 熱物性値プログラム・パッケージ, 第4・1版, (1987).
- (10) Vilemas, J. and Memira, M., *Proc. 6th Int. Heat Transf. Conf.*, (1978), FC(a)-14, 565.
- (11) Lundberg, R. E., ほか3名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 6(1963), 495.
- (12) Kays, W. M. and Leung, E. Y., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 6(1963), 537.
- (13) Kays, W. M., *Convective Heat and Mass Transfer*, (1966), 55, McGraw-Hill.
- (14) Kays, W. M., *Convective Heat and Mass Transfer*, 2nd ed., (1980), 203, McGraw-Hill.
- (15) 小川・ほか3名, 日本原子力学会誌, 24-1(1982), 60.
- (16) Coon, C. W. and Perkins, H. C., *Trans. ASME, Ser. C*, 92-3(1970), 506.
- (17) McEligot, D. M., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 13-2(1970), 431.
- (18) Dalle Donne, M. and Meerwald, E., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 16-4(1973), 787.