

環状流路内の層硫化現象に関する研究（第3報 両面加熱の場合）

鳥居, 修一
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

清水, 昭比古
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

長谷川, 修
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

日笠, 正晃
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

<https://doi.org/10.15017/17141>

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 11 (1), pp.53-59, 1989-06-01. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン：
権利関係：

環状流路内の層流化現象に関する研究

(第3報 両面加熱の場合)

鳥居 修一*・清水 昭比古*

長谷川 修*・日笠 正晃**

(平成元年2月28日 受理)

Laminarization of annular duct flow (Part 3 symmetric heating)

Shuichi TORII, Akihiko SHIMIZU,
Shu HASEGAWA and Masaaki HIGASA

Experimental and numerical procedures were applied to convective heat transfer in the annular channel with both inner and outer tubes heated. The authors' modified $k-\epsilon$ turbulence model sufficiently predicted the measured streamwise variation of the Nusselt number on each side of the annular channel. In the high flux case, the sudden deviation from the turbulence correlation was observed from both experimental and numerical results. Calculated radial profiles of the turbulence energy and the streamwise mean velocity showed the same behavior as the flow laminarization within the circular tube. It was found, therefore, that the heat transfer characteristic for the symmetrically heated annulus was definitely different from the one with only the inner tube heated. Moreover, obtained criteria for the occurrence of the laminarization were in full agreement with the existing experimental results for the circular tube flow.

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ため、冷却材が膨張加速され層流化が発生する可能性がある。これに関して前報¹⁾では、環状流路の内管のみをかなり強く加熱して層流化の発生の有無を検討し、環状流は円管内流に比べて層流化しにくいことを明らかにした。更に、低いレイノルズ数領域でよりよい予測精度が得られるように改良した $k-\epsilon$ モデルを用いて実験結果の再現を試みた結果、環状流は層流化しにくいとの結論²⁾はより確かなものとなった。しかし解析結果によれば層流化が発生していないと判断される場合でも加熱側の乱流エネルギーと速度勾配は、熱流束の低い場合のそれとは多少異なっていた。したがって、加熱条件によっては環状流でも層流化する可能性はまだ残されている。そこでここでは、先の実験を一步進

めて内外管を同時に高い熱流束で加熱し、改良 $k-\epsilon$ モデルによる解析をも採用して、改めて層流化の有無を検討する。

2. 実験装置と実験範囲

使用した実験装置は基本的に前報¹⁾と同じである。すなわち、Fig. 1 に示すように、外管内径 39.4mm、内管外径 27.2mm の大小のステンレス製シームレス管からなる環状流路に、整流筒入口で予冷された窒素ガスを鉛直下向きに流し、整流筒内部と混合室内部の電極を通じて内管を直接通電加熱して、軸方向にほぼ一様の熱流束分布を得る。新たに、外管を通電加熱するために断熱用真空容器の上部と下部に電極を取り付けた。内外管への電力供給を別々の電源装置で行っているため、これらは独立して加熱できるようになっているが、ここでは内管と外管の熱流束の比を 1 に限定した。入口レイノルズ数 Re_m は約 8000 に固定し、熱流束は最大で 10000w/m^2 までとした。但し、低熱流束加熱の場合には入口レイノルズ数を 5000 から 10000

*エネルギー変換工学専攻

**エネルギー変換工学専攻修士課程

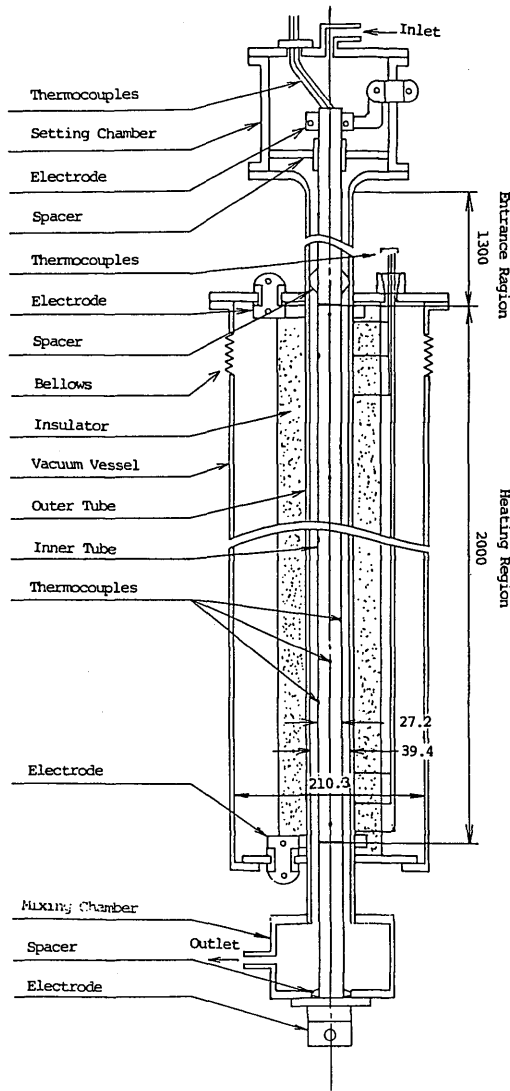


Fig. 1 Details of heat transfer test section.

の範囲とした。

解析に用いる基礎式および数値解法は境界条件として内外管に一定の熱流束を与える他は既報²⁾と同様である。

3. 低熱流束加熱の場合

実験では従来使用してきた装置を一部改良したので、変物性の影響の少ない熱流束の比較的低い条件のもと

で伝熱測定を行い、改めて装置の信頼性を確認する必要がある。このために行った内管加熱・外管断熱と外管加熱・内管断熱に対する測定の結果を改良モデルによる解析結果と併せて、ヌセルト数とレイノルズ数の

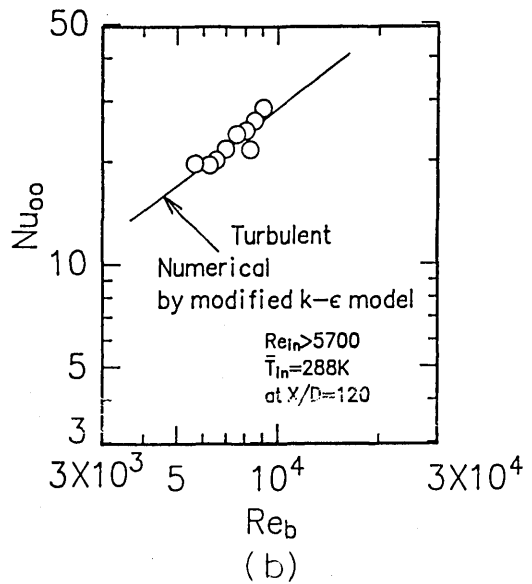
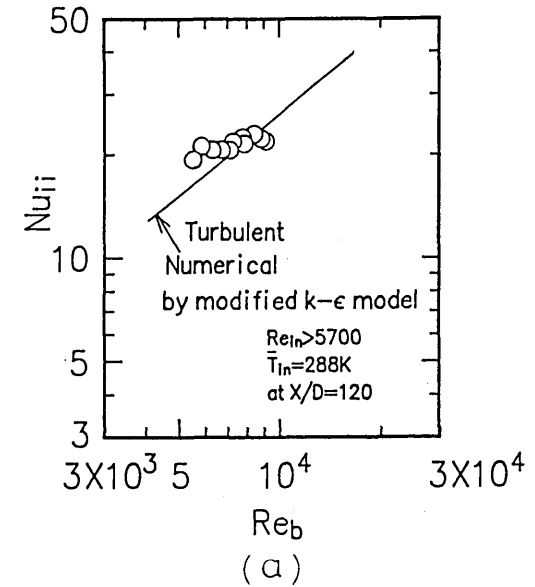


Fig. 2 Nusselt number for lower heat flux. (a) inner wall heated and outer wall insulated. (b) outer wall heated and inner wall insulated.

関係で Fig. 2 (a), (b) に示す。図中の結果は熱的に十分発達していると看做せる位置（加熱開始点から 120D だけ下流）でのものである。得られた双方の実験結果はバルクレイノルズ数が約 5700 以上の領域で計算値と良く一致している。このことから、本実験装置は十分信頼できるものであると判断した。

4. 高熱流束加熱の場合

環状流で実際に層流化が発生することが確認された後ならば、次の問題は当然「内外管の熱流束は、個別、あるいは、共に、いかなる影響をもつか」ということになるが、本報では「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いる。第2節で内外管の熱流束を同じ値に保つと述べたのは、言うまでもなく、この限定に応じたものである。そこで、前報で現象の検討に使った入口無次元熱流束パラメータ q_w^+ の代わりとなるパラメータを以下に与える。

$$q_w^+ = \frac{S}{S_{in} + S_{out}} \cdot \frac{S_{in} q_{in} + S_{out} q_{out}}{G c_p \bar{T}_{in}} \quad (1)$$

Fig. 3 は、4つの異なる無次元熱流束の値における内管側および外管側のヌセルト数をバルクレイノルズ数に対して整理したものである。図中の点線と破線は、それぞれ内管側のヌセルト数 Nu_{in} および外管側のヌセルト数 Nu_{out} に対応している。更に、比較のために乱流領域には Kays ら³⁾の解析値、層流域には Lundberg ら⁴⁾による解析値を併記している。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を示している。 $q_w^+ = 1.54 \times 10^{-3}$ の場合、改良モデルおよび実験によって得られた Nu_{in} と Nu_{out} は、下流に向けて減少し全体的に Kays らの解析値より低めに位置している。これに対して、 q_w^+ が 3.10×10^{-3} の場合の両ヌセルト数は加熱開始点近傍で Kays の解析値から離れ下流に向かって減少し、特に内管側のヌセルト数は層流の値に漸近している。この場合の解析結果も下流方向に減少する傾向を示しているが、全体的に実験値より高めに位置している。更に $q_w^+ = 3.88 \times 10^{-3}$ 程度に加熱量を増した場合、 Nu_{out} と Nu_{in} の双方とも $q_w^+ = 3.10 \times 10^{-3}$ の場合と同様加熱開始点から単調に減少し、下流域での内管側のヌセルト数は層流の値を示している。解析結果は層流値に近づく傾向を一応再現しているが、ヌセルト数の減少の仕方は実験結果ほど単

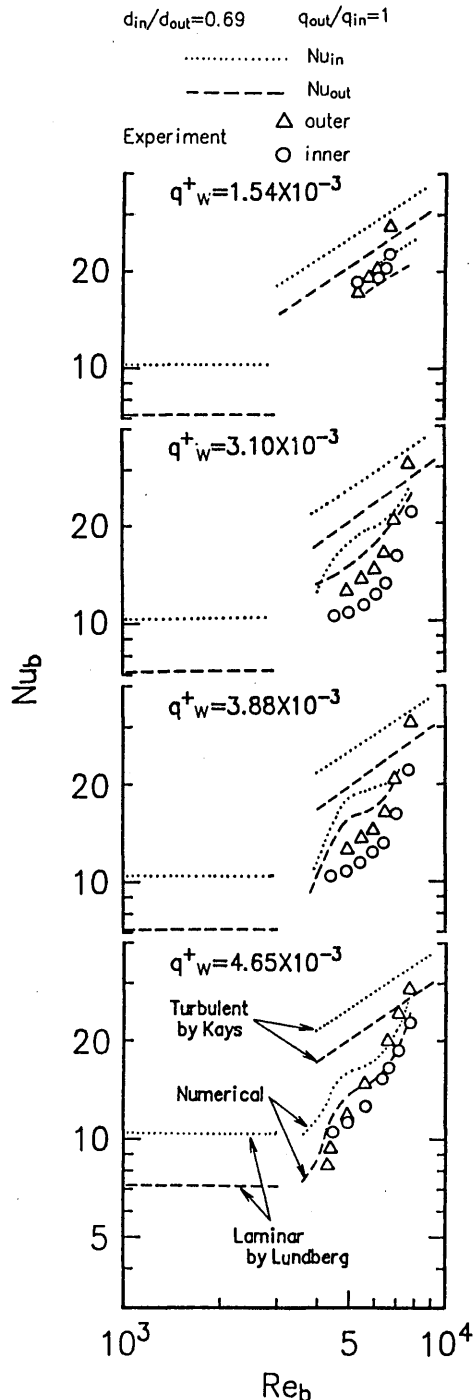


Fig. 3 Variation of Nusselt number along test tube for several heat fluxes.

調でなく、上流域では緩やかで下流域で急となっている。加熱量が $q_w^+ = 4.65 \times 10^{-3}$ の場合の実験と解析の結果は、双方とも単調に減少し下流域で層流の値を示している。

5. 層流化発生に関する検討

Fig. 3 の $q_w^+ = 4.65 \times 10^{-3}$ の結果は層流化の発生を示唆するものと考えられるので、この点を解析で求めた乱流エネルギー、主流速度および温度の半径方向分布から検討してみる。

Fig. 3 の $q_w^+ = 3.10 \times 10^{-3}$ に対する乱流エネルギー分布を Fig. 4 に示す。Fig. 3 中のヌセルト数は流れ方向に減少するものの双方とも層流の値を示していない。図中の実線と点線はそれぞれ、局所の乱流エネルギーを加熱開始点での内管側の摩擦速度 $(u_{in}^*)^2_{ent}$ で除したもの、および局所の摩擦速度 $(u_{out}^*)^2$ 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外管側で増加し内管側では多少減少する傾向にあるが、後者は流れ方向に大きくは変化していない。この流れ方向の変化は内管のみを加熱した場合の解析結果²⁾とはほぼ同じなので、ある程度の流れの相似性が保たれていると考えられる。この結果とヌセルト数の変化とから加熱量が $q_w^+ = 3.10 \times 10^{-3}$ 程度では、加熱による膨張加速のもとでも層流化は発生しないと判断できる。

一方、 $q_w^+ = 4.65 \times 10^{-3}$ の乱流エネルギー分布を Fig.

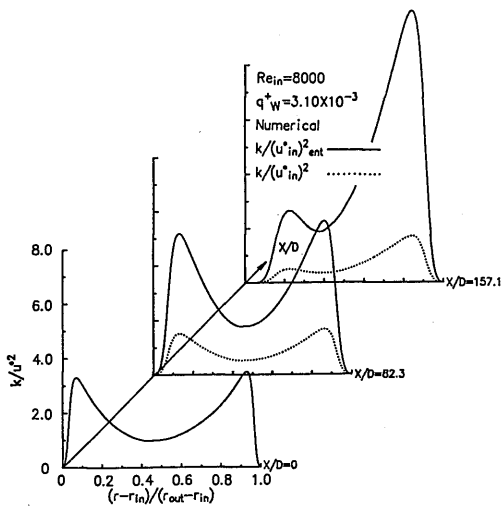


Fig. 4 Streamwise variation of turbulence energy profiles for $q_w^+ = 3.10 \times 10^{-3}$.

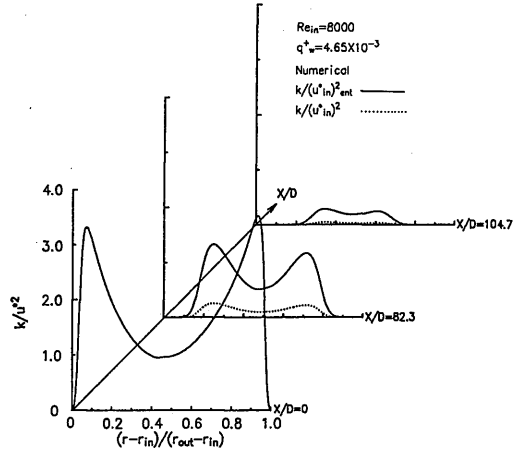


Fig. 5 Streamwise variation of turbulence energy profiles for $q_w^+ = 4.65 \times 10^{-3}$.

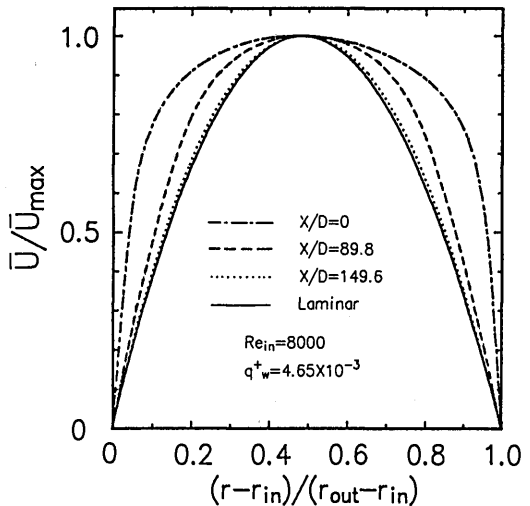


Fig. 6 Streamwise variation of mean velocity profiles for $q_w^+ = 4.65 \times 10^{-3}$.

5 に示す。図中の実線と点線は Fig. 4 のものに対応している。双方の乱流エネルギーは管断面全体にわたって流れ方向に減少している。このような傾向は、円管内ガス流の加熱層流化現象に関する河村⁵⁾の解析結果にも見られる。

Fig. 6 は、流れ方向の3つの位置での管断面の速度分布をその最大値で除して規格化したものである。図中には層流の速度分布⁶⁾を併記している。加熱開始点から下流に進むにしたがって壁近傍の速度勾配が小さく

なり、下流域では全体的な分布が層流の速度分布とほぼ一致している。

Fig. 7 は、 x/D が60と150の位置における管断面温度分布を無次元距離 Y^+ に対して整理したものである。図中の上部と下部の分布形は、外管壁、内管壁からの温度分布を左側を壁として示されている。 $x/D=60$ に対する両壁からの分布は、既に対数領域で相関式より高く、発達した乱流の温度分布とは異なっている。更に下流域では、管断面全体の分布形が層流の形 ($T^+ = PrY^+$) とほぼ一致している。このことは熱伝達の様相が乱流から層流に変わったことを示唆している。また、この温度分布の変化は、Fig. 5 の乱流エネルギーの減少と Fig. 6 の速度分布の変化に対応していると考えられる。

以上の状況から、 $q_w^+ = 4.65 \times 10^{-3}$ の場合に見られるヌセルト数の流れ方向の減少は、流れは乱流のまま物性値のみが変化して引き起こされたものではなく、ガスの熱膨張加速により乱流変動が抑えられ流れが層流になったことによるものである。したがって、内管と外管が同時に加熱されるような場合では、環状流でも円管内流と同様層流化の発生することが明らかになった。

6. 層流化開始条件に関する検討

円管に対する層流化の発生限界を整理する際、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}^+ の関係が一般に用いられている。また、環状流（内管加熱・外管断熱）における層流化の発生の有無を検証する場合でも、同じ整理法が採用されている。このことから、本解析結果を整理する際にも q_{in}^+ を用いることが妥当であるように考えられるが、4節では、内管

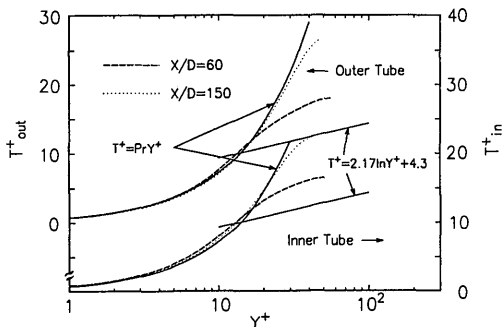


Fig. 7 Streamwise variation of temperature profiles for $q_w^+ = 4.65 \times 10^{-3}$.

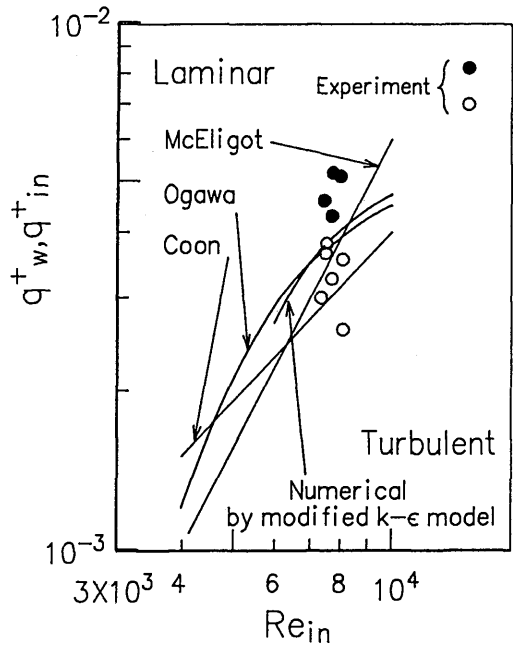


Fig. 8 Comparison of numerical result with proposed criteria for laminarization.

と外管の双方の加熱の効果を含めたパラメータとして、式(1)で示される q_w^+ を与えた。したがって、この q_w^+ を q_{in}^+ と同等のパラメータと看做して解析結果を整理し、環状流の層流化開始条件を導出してみる。

Coon⁷⁾ と McEligot⁸⁾ は、円管内流の層流化の発生を「熱伝達係数が通常の乱流の値から大きく離れ、層流の値に漸近した時」と定め、伝熱実験から層流化開始条件を求めている。一方、この条件を解析的に導いて層流化の有無を検討した例はない。言わば、層流化の定義は定量的には任意性を残している。したがって、層流化開始条件を求める前にその定義を定める必要がある。Fig. 5 の結果からみると「乱流エネルギーが一斉に減少し始めること」をもって層流化の発生を判断することが妥当であると考えられる。これを基にしてここでは、「150D 下流の乱流エネルギーが、管断面全域にわたり対応する加熱開始点の1/10に減少した場合」を層流化が発生したものと定義する。こうして得られた結果を Fig. 8 に示す。現在までに環状流に対する層流化開始条件は報告されていないので、比較として Coon⁷⁾、McEligot⁸⁾、および小川ら⁹⁾ の円管内流の層流化開始条件を実線で併記する。また、実験結果を整理

する際、上記の Coon と McEligot の定義では内管側又は外管側の熱伝達係数が層流の値に漸近していれば層流化が発生していることになり、Fig. 3 の $q_w^+ = 3.1 \times 10^{-3}$ の結果をも含んでしまう。しかし、これに対する Fig. 4 の結果はここで示した定義を満足していないので、実験的に定める層流化の定義は彼らのものでは不十分である。従って、層流化の発生を「内管及び外管の双方の熱伝達係数が通常の乱流の値から大きく離れ、層流の値に漸近した時」とする。図中の●○印は、実験値がこの定義を満足した場合とそうでない場合を意味する。本解析で求めた層流化開始条件は、小川らの条件を定性的に再現し実験結果ともほぼ一致している。

縮流加速による層流化では、加速パラメータ K を用いた整理が一般に行われている。

$$K = \frac{\nu}{\bar{u}^2} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \quad (2)$$

Moretti ら¹⁰⁾は、この場合の開始条件を $K \geq 3.5 \times 10^{-6}$ と報告している。また、Coon⁷⁾は、この式に連続の式、完全ガスの状態方程式、エネルギーバランスの式を代入して下式を導き、加熱膨張による層流化と縮流加速による層流化とはほぼ同じ現象であると指摘している。

$$K \doteq 4 \frac{q_{in}^+}{Re_{in}} \quad (3)$$

このことから、試みに層流化が発生した場合の解析結果を式(3)で算定してみる。但し、式中の q_{in}^+ には q_w^+ を代入する。求めた加速パラメータの値は入口レイノルズ数の違いによって異なったが、これは Fig. 8 中の q_w^+ と Re_{in} とが比例関係にないためによるものである。したがって、 K がほぼ $K > 2.4 \times 10^{-6}$ を満たせば広いレイノルズ数領域で層流化が起ると判断できた。また、この値は Moretti らの条件に近いことがわかる。

以上の結果から、層流化が発生すれば、環状流（但し、内外管が同時に加熱される場合に限る）に対しても円管の層流化開始条件が適用できることが明らかになった。また、本報で定めた層流化の定義は層流化開始条件を解析的に求める場合に有効であるようである。

7. ま と め

内管と外管をかなり高温にまで加熱した場合の伝熱流動実験と数値解析を試み、以下のような結果を得た。

1. 熱流束が高い場合に内管側と外管側の双方のヌセルト数は、下流域で層流の値を示し、改良 $k-\epsilon$ モデルによる解析結果も同じ傾向を再現した。
2. 層流化が発生した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し、その時の速度と温度の分布はほぼ層流の分布を示した。このことから、層流化が発生する場合の速度場と温度場の変化は環状流でも円管内流でも同じであることがわかった。
3. 本報で修正した無次元熱流束パラメータは層流化の有無をよく評価できる。また、改良 $k-\epsilon$ モデルで得られた層流化開始条件は、従来提唱されている円管の層流化開始条件と定性的に一致し実験結果を十分整理できる。
4. 両壁面が加熱されるような環状流路では、縮流加速に適用されている加速パラメータ K が層流化の有無の評価に適用できる。

本報では内管と外管の熱流束の比を 1 に限定したが、今後 1 以外の場合についても検討して行く必要があろう。

参 考 文 献

- 1) 鳥居・ほか 2 名, 総理工報告, **8-1** (1986), 51.
- 2) Torii, S.・ほか 3 名, THE SECOND INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON HEAT TRANSFER, Vol. **1** (1988), 138.
- 3) Kays, W. M. and Leung, E. Y., Int. J. Heat & Mass Transf., **16** (1963), 537.
- 4) Lundberg, R. E., ほか 2 名, Int. J. Heat & Mass Transf., **6** (1963), 495.
- 5) 河村, 機論, **45-395**, B (昭和54), 1038.
- 6) Kays, W. M., Convective Heat and Mass Transfer, (1966), 113, McGraw-Hill New York.
- 7) Coon, C. W. and Perkins, H. C., Trans. ASME, Ser. C, **92-3** (1970), 506.
- 8) McEligot, D. M., ほか 2 名, Int. J. Heat & Mass Transf., **13-2** (1970), 431.
- 9) 小川・ほか 3 名, 日本原子力学会誌, **24-1** (昭和57), 60.
- 10) Moretti, P. E. and Kays, W. M., Int. J. Heat & Mass Transf., **8** (1965), 1187.

記 号

- c_p : 定圧比熱
 d_{in} : 内管直径
 d_{out} : 外管直径
 D : 水力直径 = $d_{out} - d_{in}$
 G : 単位面積当りの質量流量

G' : 質量流量	w : x と r に垂直方向の速度乱れ
k : 乱流エネルギー $= (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)/2$	x : 軸方向の座標あるいは加熱開始点からの距離
L : 加熱区間	Y^+ : 無次元距離 $= \rho u^* y / \mu$
Nu : ヌセルト数 $= \alpha D / \lambda$	y : 内壁あるいは外壁からの距離
q : 熱流束	α : 熱伝達係数
q_{in}^+ : 入口無次元熱流束パラメータ $= q_w / (G c_p \bar{T})_{in}$	λ : 熱伝導率
q_w^+ : 式 (1)	μ : 粘性係数
r : 半径方向座標	ρ : 密度
r_{in} : 内管半径	τ_w : 壁面せん断応力
r_{out} : 外管半径	添 字
Re : レイノルズ数 $= \rho UD / \mu$	b : バルク
S : 流路断面積 $= \pi (r_{out}^2 - r_{in}^2)$	ent : 入口
S_{in} : 内管表面積 $= \pi d_{in} L$	in : 内管, 入口 (q_{in}^+ , Re_{in} のとき)
S_{out} : 外管表面積 $= \pi d_{out} L$	ii : 内管加熱・外管断熱
\bar{T} : 温度の時間平均	max : 最大値
T^+ : 無次元温度 $= (\bar{T}_w - \bar{T}) / (q_w / \rho c_p u^*)$	out : 外管
\bar{u} : x 方向の時間平均速度	00 : 内管断熱・外管加熱
u : x 方向の速度乱れ	p : 定圧
u^* : 摩擦速度 $= (\tau_w / \bar{\rho})^{0.5}$	t : 乱流
U : 管断面の平均速度	w : 壁面
v : 半径方向の速度乱れ	$-$: 時間平均