

二次元曲がり流路内の乱流熱伝達に関する実験的研究*

(助走区間内の時間平均温度と速度・温度変動多重相関)

小林 睦夫*¹, 前川 博*¹
高野 剛*¹, 小林 正人*²

Experimental Study of Turbulent Heat Transfer in a Two-Dimensional Curved Channel (Time-Mean Temperature and Multiple Temperature/Velocity Correlations in the Entrance Section)

Mutsuo KOBAYASHI, Hiroshi MAEKAWA,
Tsuyoshi TAKANO and Masato KOBAYASHI

Full measurements of thermal field were made for a turbulent flow of air in the entrance section of a two-dimensional curved channel. The wall heat flux develops more rapidly than the mean temperature distribution, decreasing and increasing on the inner and outer walls, respectively. Locations at which the mean temperature gradient and the radial component of turbulent heat flux become zero do not coincide in this case, and the eddy diffusivity of heat becomes negative in a region of about 20% of the channel width. In the vicinity of the wall, the temperature fluctuation intensity normalized by the friction temperature is not affected by the wall curvature, whereas the cross correlation coefficients between velocity and temperature fluctuations, the skewness and the flatness are appreciably affected by it. The triple correlations relating to the transverse diffusion decrease and increase remarkably in the inner and outer sides of the channel, respectively.

Key Words: Forced Convection, Turbulent Flow, Heat Transfer, Curved Channel, Fluctuation, Measurement, Heat Flux, Correlation, Entrance Section

1. ま え が き

構造が複雑な乱流の一つに流線が曲率を持つせん断乱流がある。これまで、著者らはその重要かつ基礎的な流れである二次元曲がり流路内の速度場について詳細な測定と検討を行うとともに⁽¹⁾⁽²⁾, 実験結果に基づき圧力ひずみ速度相関と三重速度相関に対する乱流モデルの検証を試みてきた⁽³⁾。上記の乱流を扱った研究は過去にもいくつか報告されており^{(4)~(9)}, それが真直な流路内の流れと様相を全く異にすることなど、速度場に関してはかなりのことが明らかになっている。しかし、この乱流の温度場を扱った研究は意外に少なく、緩い曲率を持つ凸面壁上の境界層についての Mayle ら⁽¹⁰⁾ と Gibson ら⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ の実験と、二次元曲がり流路内の熱伝達を扱った Kreith⁽¹³⁾ と Seki ら⁽¹⁴⁾ などの実験が見られるにすぎない。しかも、Kreith と Seki らはどれも乱流熱流束や多重温度相関について全く言及していない。また、このような複雑な乱流伝熱問題を取扱うことを目的として各種の乱流伝熱モデルが開発されつつある。しかし、そのようなモデルの検証には

乱流熱流束や多重温度相関などの詳細な測定結果が必要である。

そこで、既報^{(1)~(3)}と同じ速度場の条件のもとで、両壁面を等温加熱した二次元曲がり流路内の温度助走区間において、時間平均温度、乱流熱流束および一点多重温度相関などを詳細に測定した。これらの結果を提示し、既報の速度場の測定結果を参照しながら、二次元曲がり流路内の熱伝達について考察する。

主 な 記 号

t : 時間
 ϕ, r : 円柱座標 (方位角, 半径)
 r_i, r_o, b : 内壁半径, 外壁半径, 流路幅
 ρ, ν, C_p : 密度, 動粘性係数, 定圧比熱
 U, V : 時間平均速度の ϕ, r 方向成分
 U_m : 断面平均速度 $= \int_{r_i}^{r_o} U/b \, dr$
 u, v : 速度変動の ϕ, r 成分
 τ_w : 壁面せん断応力
 u^* : 摩擦速度 $= \sqrt{|\tau_w|/\rho}$
 Θ : 時間平均温度
 Θ_s, Θ_w : 入口温度, 壁面温度

* 原稿受付 平成3年6月26日。

*¹ 正員, 新潟大学工学部 (〒950-21 新潟市五十嵐2の町8050)。

*² 学生員, 新潟大学大学院。

- Θ_m : 混合平均温度 $= \int_{r_i}^{r_o} U\Theta/U_m b dr$
 p, θ : 圧力変動, 温度変動
 q_w : 壁面熱流束
 θ^* : 摩擦温度 $= |q_w|/\rho C_p u^*$
 ε_θ : 温度分散量 $\overline{\theta^2}$ の散逸
 $\varepsilon_{u\theta}, \varepsilon_{v\theta}$: 乱流熱流束 $\overline{u\theta}, \overline{v\theta}$ の散逸
 y^+ : 無次元距離 $= |r - r_w| u^*/\nu$
 U^+ : 普遍速度 $= U/u^*$
 Θ^+ : 普遍温度 $= (\Theta_w - \Theta)/\theta^*$
 Re, Pr : レイノルズ数, プラントル数
 C_f : 壁面摩擦係数 $= 2|\tau_w|/\rho U_m^2$
 St : スタントン数 $= |q_w|/\rho C_p U_m (\Theta_w - \Theta_m)$
 $R_{u\theta}$: u と θ の相互相関係数 $= \overline{u\theta}/\sqrt{\overline{u^2}\overline{\theta^2}}$
 $R_{v\theta}$: v と θ の相互相関係数 $= \overline{v\theta}/\sqrt{\overline{v^2}\overline{\theta^2}}$
 $S(\theta), F(\theta)$: θ のひずみ度, 偏平度
 \bar{f} : f の時間平均

2. 実験装置と実験

実験装置は、既報の実験⁽¹⁾に用いた曲がり流路（半径比 0.92, 断面アスペクト比 15）の内壁と外壁を温水で加熱するように改造したものである。壁面の外側に水路を設け、水中用パイプヒータにより温度を一定に保った温水をそこに循環させて加熱した。曲がり流路全体を厚さ 2.5 mm のウレタンフォームシートで覆い、外気から熱的に遮断した。壁面温度を知るため、直径 0.3 mm の銅-コンスタンタン熱電対を内壁と外壁の各測定断面（後述）上に取付けた。

断面平均速度 U_m , 流路幅 $b=20$ mm, および曲がり流路入口における特性値に基づくレイノルズ数 Re を 2.0×10^4 に保持し、曲がり流路の入口温度（室温）と壁面温度の差を $10 \pm 0.1^\circ\text{C}$ に保持して実験した。真直流路内で発達した一様温度の流れは、曲がり流路内で同じ一定温度の両壁面から加熱される。曲がり流路内の流れ場と温度場が発達しきるまでの区間 ($\phi=15, 45, 75, 105, 135, 165^\circ$) において、流路中央断面上で測定した。曲がり流路の入口と出口の流路中央部において、平均温度はスパン方向に一定であった。これにより本実験条件下では、既報と同様に Taylor-Görtler 渦に似た非定常な大規模渦は存在しても、曲がり流路の中央部の全域にわたり流れ場と温度場は統計的に二次元であると推察できた。また、入口と壁面の温度差がわずかで物性値の変化が小さいので、加熱時の速度場は非加熱時とほぼ同じであった。

時間平均速度と速度変動の測定には線径 3.1 μm , 有効長約 0.3 mm のタングステン熱線プローブと日

本科学工業(株)製熱線流速計を用い、時間平均温度と温度変動の測定には線径 0.625 μm , 有効長約 0.4 mm の白金冷線プローブを用いた。用いた白金冷線が極めて細いので、0.1 mA のプローブ電流で動作し、10 KHz の周波数まで平坦な出力特性を持つように日本科学工業(株)製の測温ユニット Model-1016 を改造した。速度-温度相互相関の測定においては、これらのセンサを干渉が生じない範囲（線間距離 0.3 mm）で組合せた二線または三線プローブを用いた。熱線流速計および測温ユニットから約 1 min 間にわたって出力される電圧のうち、直流成分は積分形デジタル電圧計で 10 進 5 けた 100 組のデータに変換し、交流成分は差動増幅器で増幅した後、逐次比較形 A-D コンバータで 12 bit, 4.1×10^5 組のデジタルデータに変換した。既報と同様に、自作のマイクロコンピュータシステムによる実時間処理を行い、時間平均速度、時間平均温度、乱流熱流束、および速度・温度変動の自己多重相関を求めた。

3. 実験結果と考察

3.1 壁面せん断応力と壁面熱流束 曲がり流路における壁面せん断応力 τ_w と壁面近傍の平均温度分布より求めた壁面熱流束 q_w について、流れ方向変化を図 1 に示す。図 1 中には、真直流路内の発達した領域における τ_w の測定値、および円管内の発達した領域に対して提唱されている Dittus-Boelter の式による q_w の値を、それぞれ破線と鎖線で併記した。

曲がり流路内の τ_w と q_w は、真直流路や円管における値に比べて、内壁上では減少し、外壁上では増大する。このような τ_w と q_w の変化は曲がり流路の入口付

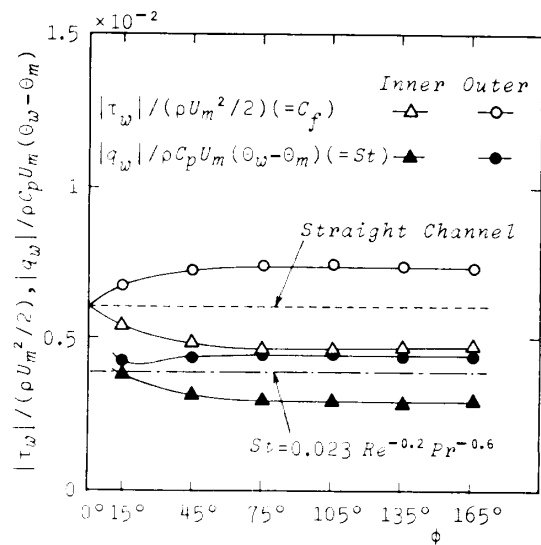


図 1 壁面せん断応力と壁面熱流束

近で急激に起こり、 $\phi=75^\circ$ 付近で実質的に終結する。発達した領域における外壁と内壁上の τ_w の比、および q_w の比はどちらも約 1.6 であった。また、壁面摩擦係数 C_f とスタントン数 St の比はどちらの壁面上でも約 1.6 であり、Colburn の相似則

$$St = (C_f/2) Pr^{-2/3} \dots \dots \dots (1)$$

によく従っている。このように内壁側と外壁側における伝熱の減少と増大は壁面せん断応力の減少と増大に比例するので、流路全体としての伝熱促進効果は生じない。

3.2 時間平均温度分布 図 2 は、壁面温度 θ_w と入口温度 θ_0 を用いて無次元化した時間平均温度 θ について、各測定断面上の半径方向分布を上流から順に示したものである。当然のことながら、曲がり流路入口直後 ($\phi < 45^\circ$) では温度境界層が形成され、流路中央部に温度が一樣な領域が存在する。エンタルピー輸送の大小に対応して、温度境界層厚さの増大は外壁

側のほうが内壁側より速く、ほぼ $\phi=45^\circ$ で両側の境界層が流路中心より内壁寄りの位置で合体している。 $\phi=75^\circ$ から 105° にかけて、既報⁽¹⁾ に示した角運動量最大の位置と同様に、 θ が最小となる位置は外壁寄りに大きく移動している。このことは、合体以前の温度境界層は各壁面からの熱輸送だけに支配されるのに対し、合体以後の温度場は両壁面からの熱輸送が流路中央部で相互に干渉しあって決定されることを示している。 q_w が $\phi=75^\circ$ でほぼ発達しきることから、この相互干渉は壁面近傍の温度場に大きな影響を与えないことがわかる。 $\phi=135^\circ$ 以降の領域で、温度分布はようやく相似となり発達しきる。

図 2 には、 θ 最小の位置のほかに、周方向乱流熱流束 $\overline{u\theta}$ と温度変動分散量 $\overline{\theta^2}$ が最小となる位置、および半径方向乱流熱流束 $\overline{v\theta}$ が零となる位置も併記してある。温度境界層が合体した後は、これら四つの位置は、内壁側から $\overline{v\theta}=0$ 、 $\overline{\theta^2}$ 最小、 $|\overline{u\theta}|$ 最小、 θ 最小の順に並び、下流に進むにしたがって相互間の距離を増しながら外壁側に移動する。これに伴い、 $\overline{v\theta}=0$ と θ 最小の 2 点間の渦熱拡散係数が負となる領域は、境界層合体直後から急激に増大する。

3.3 普遍温度分布 各測定断面上の温度分布を普遍温度 θ^+ と、無次元距離 y^+ の関係に整理して、図 3 に示す。図 3 中の実線は、Kader-Yaglom⁽¹⁵⁾ の式

$$\theta^+ = 2.12 \ln y^+ + 3.8 \dots \dots \dots (2)$$

を表している。 $y^+ < 30$ における温度分布は、速度分布と同様に、測定断面や内壁側・外壁側の違いによらず、同一曲線上によくまとまっており、流線曲率の影響はこの範囲にまで及ばないことがわかる。 $y^+ > 30$ では、流線が曲率を持つ壁乱流に関する過去の実験結果⁽¹¹⁾

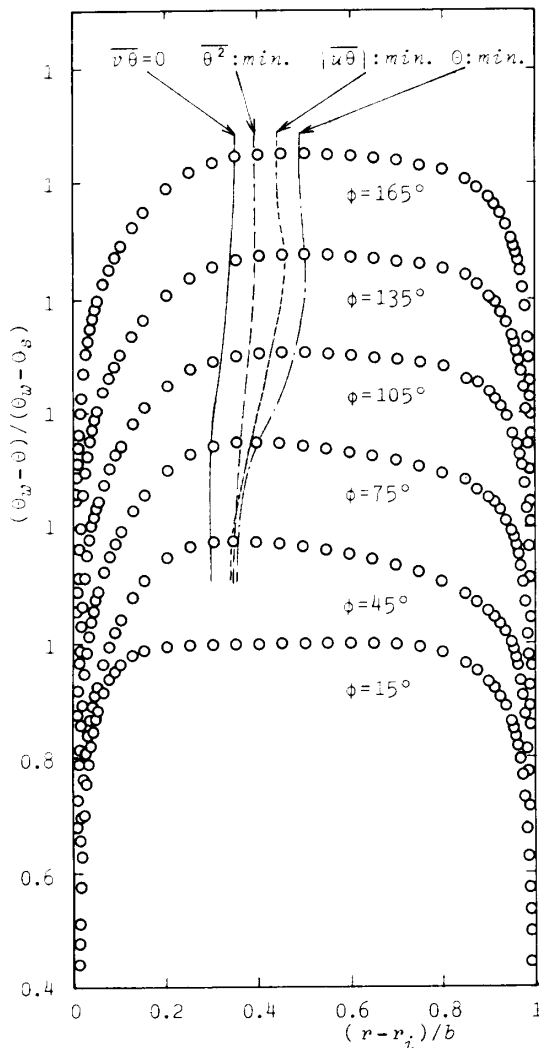


図 2 時間平均温度

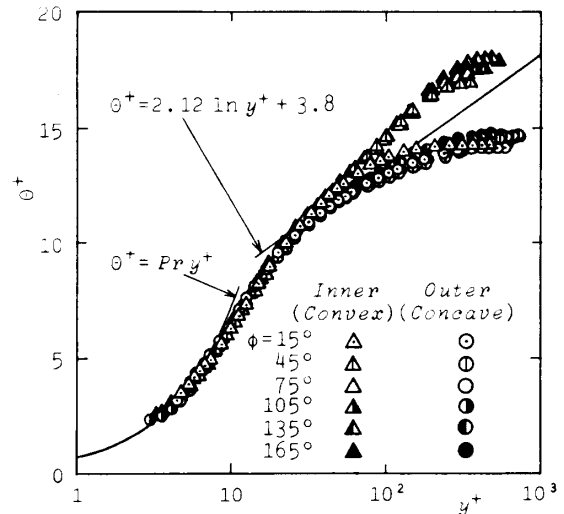


図 3 普遍温度

と同様に、 θ^+ は流線曲率の影響を受け、壁からの距離の増大につれて式(2)より内壁側では上方に、外壁側では下方に変移する。これらの変移は、普遍速度 U^+ の分布が Taylor-Prandtl の式

$$U^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5 \dots\dots\dots (3)$$

を狭んで変移した既報⁽¹⁾の場合と同様に、凸面上と凹面上の乱流境界層の安定と不安定に対応する特徴としてよく知られている。そこで時間平均速度と時間平均温度の相似性を吟味するため、各測定断面上における U^+ と θ^+ の関係を調べた。その結果、流線が曲率を持たない場合に対して式(2)と式(3)から導かれる

$$\theta^+ = 0.848 U^+ - 0.864 \dots\dots\dots (4)$$

の関係が、温度境界層が合体した $\phi \geq 45^\circ$ 以降の領域においてもおおむね成立することがわかった。

3・4 温度・速度の二重相関 温度と速度の二重相関の振舞いは、次に示す輸送方程式を参照して考察すると理解しやすい。

$$\frac{D\bar{\theta}^2}{Dt} = -2\bar{v\theta} \frac{\partial \theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial r} \bar{v\theta}^2 - \epsilon_\theta \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{D\bar{u\theta}}{Dt} = -\bar{uv} \frac{\partial \theta}{\partial r} - \frac{\bar{v\theta}}{r} \frac{\partial r U}{\partial r} - \frac{\partial \bar{uv\theta}}{\partial r} - 2 \frac{\bar{uv\theta}}{r} - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p \bar{\theta}}{\partial \phi} + \frac{p}{\rho r} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} - \epsilon_{u\theta} \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{D\bar{v\theta}}{Dt} = -\bar{v}^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} + 2\bar{u\theta} \frac{U}{r} - \frac{\partial \bar{v}^2 \theta}{\partial r} - \frac{(\bar{v}^2 - \bar{u}^2)\theta}{r} - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial r p \bar{\theta}}{\partial r} + \frac{p}{\rho r} \frac{\partial r \bar{\theta}}{\partial r} - \epsilon_{v\theta} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{U}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} + V \frac{\partial}{\partial r} \dots\dots\dots (8)$$

は実質微分を表す。

これらの輸送方程式においては、高いペクレ数を想定し、また境界層近似を施すことにより微小項を省略してある。

3・4・1 温度変動分散量 温度変動強さ $\sqrt{\theta^2}$ を摩擦温度 θ^* で無次元化し、 y^+ で整理して図4に示す。

$\sqrt{\theta^2}/\theta^*$ は $y^+ \approx 25$ で最大値をとるが、この位置は $\sqrt{u^2}/u^*$ 最大の位置 $y^+ \approx 14$ より壁面から離れている。 $y^+ < 30$ での $\sqrt{\theta^2}/\theta^*$ 分布はよくまとまっており、最大値は平板境界層の Subramanian-Antonia⁽¹⁶⁾の結果に近く、 $y^+ < 14$ の分布は菱田ら⁽¹⁷⁾による円管内のそれに近い。したがって、このまとまった分布は壁乱流に固有な分布であると考えられる。 $\sqrt{u^2}/u^*$ の場合と同様に、 $y^+ > 30$ ではこのまとまりは崩れ、平板境界層の結果に比べて $\sqrt{\theta^2}/\theta^*$ は外壁側で大きく、内壁側で小さくなる。流路中央部では後述するように θ^2 の

生成が負になるので、他の2つの測定値より小さくなる。

温度変動分散量 $\bar{\theta}^2$ の各断面上の半径方向分布を図5に示す。 $\bar{\theta}^2$ の分布は総じて \bar{u}^2 の分布によく似ており、内壁と外壁のごく近くで極大となる。また、それらの極大値は内壁側に比べて外壁側で大きい。この理由は次のようにして理解できる。既報⁽¹⁾で述べたように、速度変動の半径方向成分 \bar{v}^2 は、内壁側で負、外壁側で正の生成を受けるので、内壁側で減少し、外壁側で増大する。一方、実験結果によれば、両壁面近傍の温度こう配には大きな差はない。このため、式(7)の右辺第1項による半径方向乱流熱流束 $\bar{v\theta}$ の生成は内壁側で減少し、外壁側で増大するから、 $\bar{v\theta}$ の絶対値も内壁側で小さく、外壁側で大きくなる。その結果、式(5)の右辺第1項による $\bar{\theta}^2$ の生成は内壁側で減少し、外壁側で増大するので、 $\bar{\theta}^2$ は内壁側で小さく、外壁側で大きくなる。 $\phi > 45^\circ$ の領域では、 θ 最小と $\bar{v\theta} = 0$ の2点の間で式(5)の右辺第1項による $\bar{\theta}^2$ の生成は負となる。したがって、これらの領域内で $\bar{\theta}^2$ は減少し、極小値を持つ。

3・4・2 乱流熱流束 図6は、周方向乱流熱流束 $\bar{u\theta}$ の各断面上での半径方向分布を上流から順に示したものである。図示した $\bar{u\theta}$ は二線プローブによる結果であるが、これと三線プローブによる結果との違いは3%以内であった。一般に加熱壁上の境界層においては、乱流運動による速度・温度変動の生成は符号が逆になるため、確率的に $\bar{u\theta}$ は負になる。 $\bar{u\theta}$ の生成〔式(6)の右辺第1~2項〕に寄与する \bar{uv} と $\bar{v\theta}$ の絶対値がともに内壁側に比べて外壁側で大きいので、 $|\bar{u\theta}|$ は、 \bar{u}^2 や $\bar{\theta}^2$ と同様にごく壁近傍で最大とな

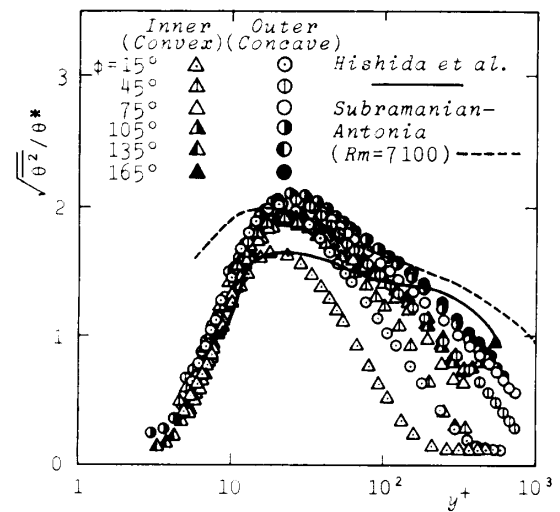
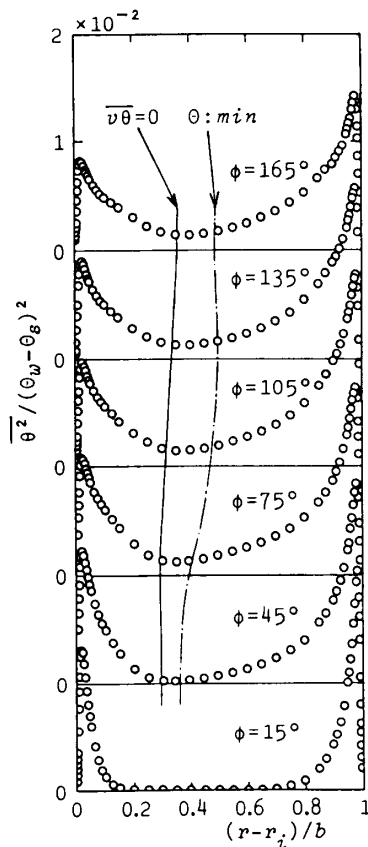
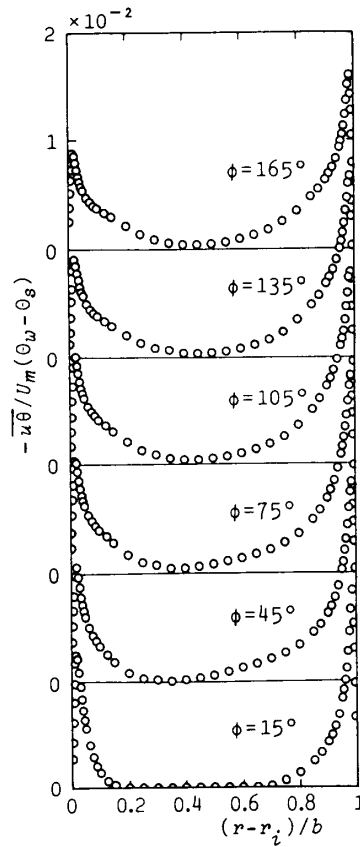
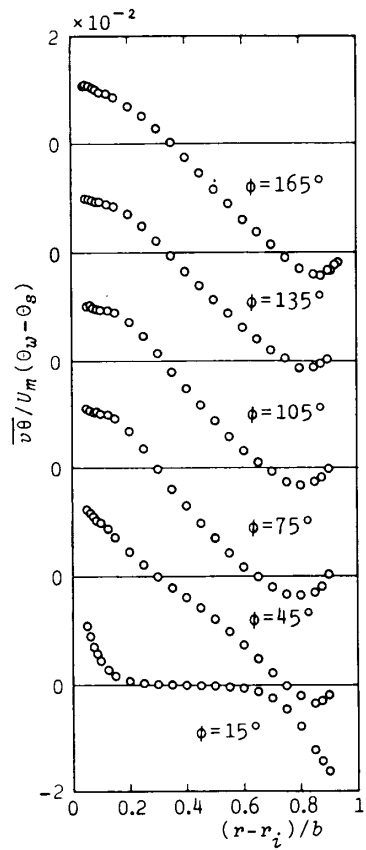


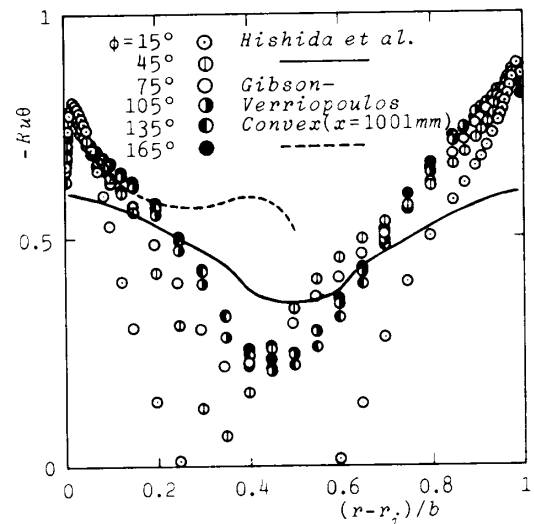
図4 温度変動強さ

図5 温度変動分散量(θ^2)図6 乱流熱流束($u\theta$)図7 乱流熱流束($v\theta$)

り、内壁側に比べて外壁側で大きくなっている。

図7に半径方向乱流熱流束 $v\theta$ の分布を示す。その生成率〔式(7)の右辺第1~2項〕の減少と増大に対応して、 $|v\theta|$ は $|u\theta|$ と同様に内壁側で減少し外壁側で増大する。外壁側において、流れの発達につれて $|uv|$ と同様に $|v\theta|$ が極大となる位置がはじめは壁から離れ、次に壁近傍に戻る傾向が見られる。これは既報⁽¹⁾⁽²⁾で述べたように、発達につれて流入直後($\phi \leq 15^\circ$)の内壁側と外壁側に生じた加速と減速の影響が徐々に壁近傍から流路中央部へと解消されること、および大規模渦が成長することと密接な関連があると考えられる。

3.4.3 相互相関係数 u と θ の相互相関係数 $R_{u\theta}$ の分布を図8に示す。内壁近傍の $|R_{u\theta}|$ の極大値は外壁近傍のそれより小さい。それらの極大値は流れの発達過程中ほとんど変化しない。下流になると、流路幅の20%以内の壁近傍では、両側の $|R_{u\theta}|$ が増大する。これより壁の外側では、内壁側と外壁側では流れの発達過程での変化が異なる。 $|R_{u\theta}|$ は、内壁側では当初から増大し続けるのに対して、外壁側では $\phi=15^\circ$ から $\phi=45^\circ$ で急増した後、下流になると減少する。この $|R_{u\theta}|$ の振舞いは、前述の $|v\theta|$ の場合と同様に、流

図8 相互相関係数($R_{u\theta}$)

入直後に生じた加速と減速の影響の解消や大規模渦の成長と密接に関連しているものと思われる。菱田ら⁽¹⁷⁾の円管内やGibson-Verriopoulos⁽¹²⁾の緩い曲率を持つ凸面壁上の境界層の実験では、極壁近傍を除く流路や境界層内の全域にわたって、 $|R_{u\theta}|$ はさほど変わらず約0.6である。それに対し曲がり流路では、既報⁽²⁾

で述べた外壁近傍の強い大規模渦と内壁近傍の弱いそれとの境界と考えられる $(r-r_i)/b=0.4$ の近傍において、 $|R_{u\theta}|$ は 0.3 以下にまで減少する。

v と θ の相互相関係数 $R_{v\theta}$ の分布を図 9 に示す。菱田ら⁽¹⁷⁾ の測定値が極壁近傍で $|R_{v\theta}|$ が增大しているのに対して、Gibson-Verriopoulos⁽¹²⁾ と同様にそのような傾向は見られない。 $R_{u\theta}$ の場合と比較すると、内壁側と外壁側の $|R_{v\theta}|$ が極大となる位置は壁から遠のき、極大値の違いも大きい。それらの極大値は、内壁側で菱田らや Gibson らの場合よりさらに小さい約 0.3 であり、外壁側で大きい約 0.6 である。 $|R_{u\theta}|$ と同様に、 $(r-r_i)/b=0.3\sim 0.7$ の領域中の $|R_{v\theta}|$ は $\phi=15^\circ$ から $=45^\circ$ で急激に増大した後、下流になると減少する。

3.5 温度変動の多重相関 $\overline{\theta^3}$ は $\overline{u^3}$ と同様に、バースティング現象(スイープ、エゼクション)により速度・温度変動が生成される様子を強く反映するため、乱れの組織的構造を考察するうえで重要である。 $-\overline{\theta^3}$ の各断面上的の半径方向分布を図 10 に示す。図 10 中には既報⁽¹⁾ に示した $\overline{u^3}$ を比較のため併記した。 $\overline{u^3}$ はごく壁近傍でスイープに対応する正の極大値をとり、そこからわずかに壁から離れた位置でもエゼクションに対応する負の極小値をとる。 $-\overline{\theta^3}$ も同様に、スイープによる低エンタルピー流体の壁近傍への急激な引込みにより、 $\overline{u^3}$ よりも壁からわずかに遠いごく壁近傍で極大値を持つ。この位置より壁から離れた領域において、外壁側ではエゼクションによる壁近傍の高エンタルピー流体の突出により、 $\overline{u^3}$ と同様に $-\overline{\theta^3}$ は負の大きな値を持つ。しかし、内壁側ではこれと異なった様相が見られる。それは、 $\overline{u^3}$ は発達しても負の極値を持つのに対して、 $-\overline{\theta^3}$ の負の極値は $\phi \geq 75^\circ$ で消失する

ことである。この原因については現在のところ明確ではないが、内壁側で速度と温度の変動が強く抑制されること、および既報⁽²⁾ で述べたように内壁側に弱い大規模渦が存在するためと推定される。外壁側の $\overline{u^3}$ と $-\overline{\theta^3}$ がかなり壁から遠い位置まで負の大きな値を持つことは、外壁側に強い大規模渦が存在するためと推定される。

θ のひずみ度 $S(\theta)$ と偏平度 $F(\theta)$ を、無次元距離 y^+ を用いて、図 11 と図 12 に示す。 $y^+ < 30$ の領域では、 $S(\theta)$ と $F(\theta)$ の振舞いは、それぞれ既報⁽¹⁾ に示した $S(u)$ と $F(u)$ に似ている。すなわち、それらは壁面曲率の影響を受け、図 11, 12 中に併記した長野ら⁽¹⁸⁾ による円管内の実験値に比べて、外壁(凹面)側で小さく内壁(凸面)側で大きい。

$y^+ > 30$ の領域では、温度境界層合体前 ($\phi \leq 45^\circ$) の断面上の $S(\theta)$ と $F(\theta)$ は y^+ の増大につれ急激に絶対値を増大する。それ以後 ($\phi > 45^\circ$) の断面において、正規分布乱れの場合の $S(\theta)=0$ と $F(\theta)=3$ である領

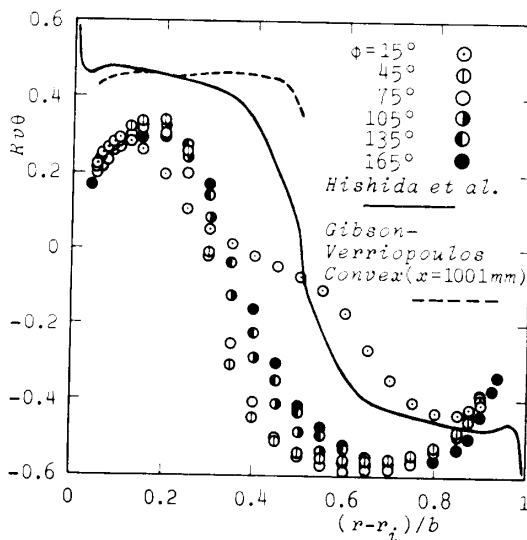


図 9 相互相関係数 ($R_{v\theta}$)

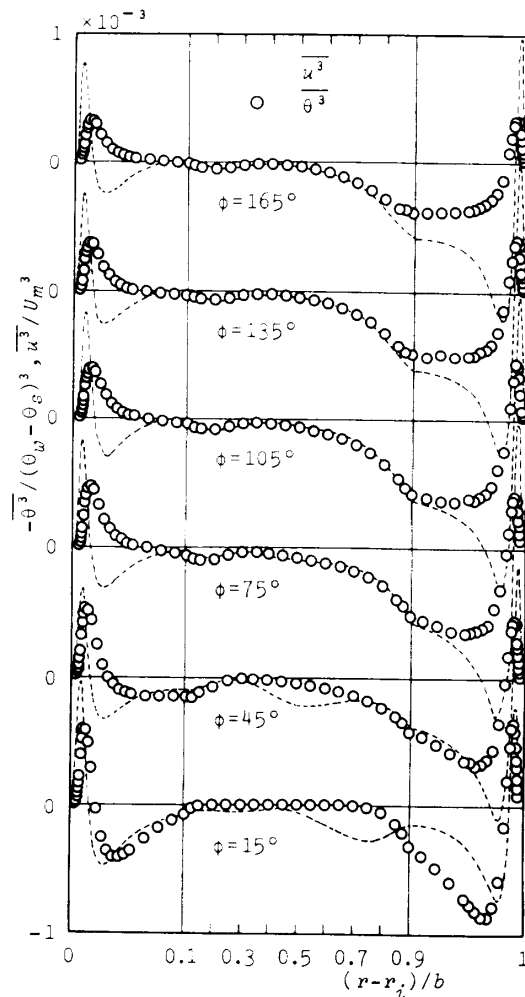


図 10 三重温度相関 ($\overline{\theta^3}$)

域は外壁(凹面)側より内壁(凸面)側が広い。しかし、それらの領域は円管内の場合よりも狭く、流路中央部で $S(\theta)$ と $F(\theta)$ は大きな絶対値を持つ。

3.6 速度・温度の三重相関 図13~15に乱流拡散に関連する乱れの三重相関の測定結果を示す。式(5)の右辺第2項に現れる $\overline{v\theta^2}$ の分布(図13)を参照

しながら、測定された領域での v による θ^2 の拡散を見てみよう。また両壁面から発達する温度境界層が合体しない $\phi=15^\circ$ では、両壁面側から境界層外部にむけて θ^2 が拡散していることがわかる。また、その拡散は内壁側で小さく外壁側で大きい。 $\phi \geq 45^\circ$ の下流では、ほぼ θ^2 極小の位置を境界にして $\overline{v\theta^2}$ はその符号

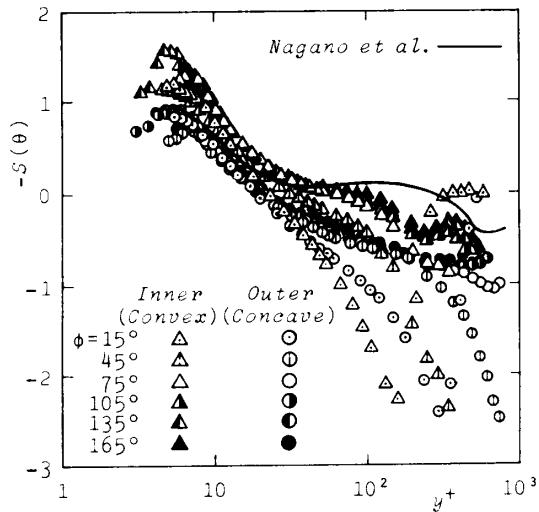


図11 温度の skewness

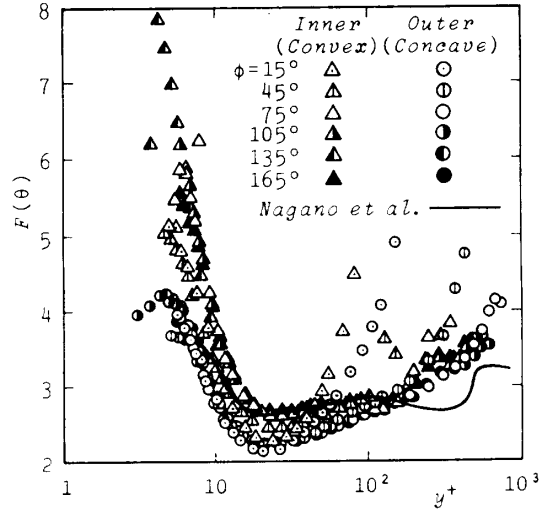


図12 温度の flatness

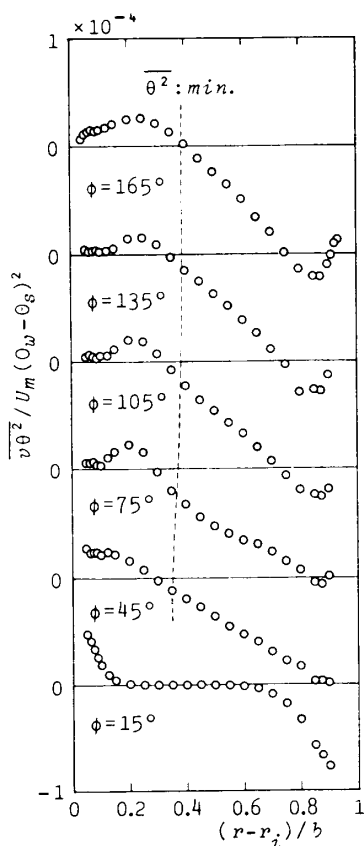


図13 三重相関 $\overline{v\theta^2}$

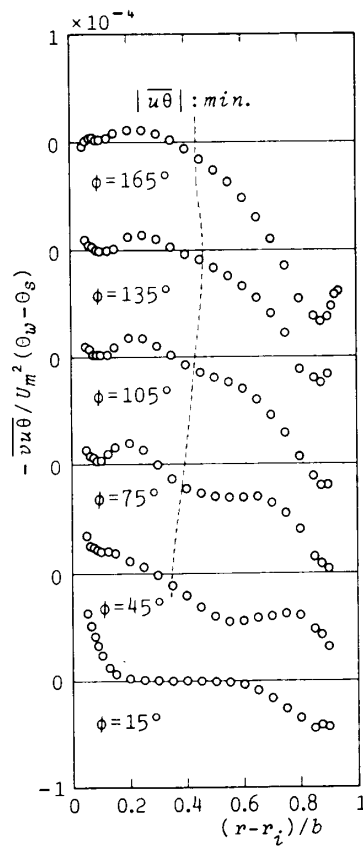


図14 三重相関 $\overline{uv\theta}$

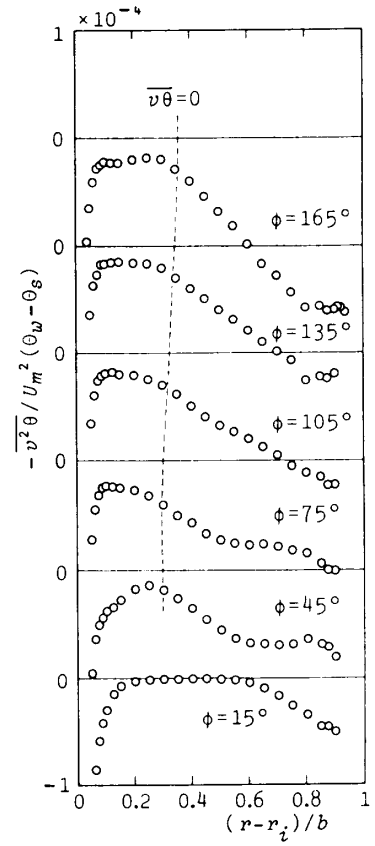


図15 三重相関 $\overline{v^2\theta}$

を反転するので、その位置に向けて θ^2 は拡散する。外壁側の拡散は増大される。これには大規模渦が大きく寄与していると推定される。一方、内壁近傍の拡散は極度に抑制される。このため、内壁側でわずかな拡散による実質的な利得 ($v\theta^2$ の半径方向こう配) が零となる位置は、 $\overline{\theta^2}$ 極小の位置よりさらに内壁側になる。式(6)の右辺第3項に現れる $-\overline{vu\theta}$ の分布(図14)を参照することにより、 v による $-u\theta$ の拡散について前述の $\overline{\theta^2}$ の場合と同様な振舞いを見ることができ、また v による $v\theta$ の拡散についても同様であることが、式(7)の右辺第3項に現れる $\overline{v^2\theta}$ の分布(図15)からわかる。

4. ま と め

二次元曲がり流路内の乱流熱伝達に関する実験を行い、次に要約される結果を得た。

(1) 温度場の発達過程は、(i) 境界層が流路中央より内壁側で合体するまでの区間 ($\phi < 45^\circ$)、(ii) 合体した内壁側と外壁側の境界層が相互に干渉し合う区間 ($45^\circ < \phi < 135^\circ$)、および(iii) 温度場が発達しきった区間 ($\phi > 135^\circ$) の三つに大別できる。

(2) 流線曲率による乱れの抑制と助長に応じて、壁面せん断応力と壁面熱流束は、内壁上で小さく外壁上で大きくなり、時間平均速度・温度や速度・温度変動に先立って、 $\phi = 75^\circ$ でほぼ発達しきる。

(3) $y^+ < 30$ では、時間平均温度や温度変動強さは、摩擦速度・温度で整理すると、測定断面の位置や内壁側・外壁側の区別に関係なく壁乱流固有の分布を呈する。

(4) $y^+ > 30$ では、流線曲率の影響により θ^+ は流線が曲率を持たない場合のそれより内壁側で大きく、外壁側で小さくなる。また、温度変動の強さや乱流熱流束は、乱れの抑制と助長に応じて、内壁側で小さく、外壁側で大きくなる。

(5) 相互相関係数 $R_{u\theta}$ と $R_{v\theta}$ の絶対値は凸面上(内壁側)で減少し、凹面(外壁側)で増大し、その増

減量は $R_{v\theta}$ が大きい。 $|R_{u\theta}|$ は大規模渦境界で極端に小さくなる。

(6) 三重温度相関 $-\overline{\theta^3}$ は、三重速度相関 $\overline{u^3}$ とほぼ相似な変化を示し、特に外壁側では通常の壁乱流と異なり、広い範囲にわたって大きい絶対値を保持する。また区間(i)の内壁側では $-\overline{\theta^3}$ は負の極小値を持つが、それ以降の領域では極小値を持たない。

(7) u と θ のひずみ度と偏平度は、 $y^+ < 30$ においても流線曲率の影響を受け、凸面上(内壁側)で増大し、凹面上(外壁側)で減少する。

(8) v による θ^2 , $u\theta$ および $v\theta$ の拡散は、内壁側で極度に減退し、外壁側で大規模渦の寄与もあり大きく増大する。

文 献

- (1) 小林・ほか3名, 機論, 57-544, B(1991), 4064.
- (2) 小林・ほか3名, 機論, 58-545, B(1992), 119.
- (3) 小林・ほか5名, 機論, 54-508, B(1988), 3354.
- (4) Wattendorf, F. L., *Proc. R. Soc.*, 148(1935), 565.
- (5) Eskinazi, S. and Yeh, H., *J. Aeronaut. Sci.*, 23(1956), 23.
- (6) Yeh, H., ほか2名, *Final Rep. ONR Contract, NONR-248*, Johns Hopkins Univ. (1956).
- (7) 前川・大久保, 北陸信越支部新潟地方講演会講演論文集(1972), 53.
- (8) Ellis, L. B. and Joubert, P. N., *J. Fluid Mech.*, 62-1(1974), 65.
- (9) Hunt, I. A. and Joubert, P. N., *J. Fluid Mech.*, 91-4(1979), 633.
- (10) Mayle, R. E., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 101(1979), 521.
- (11) Gibson, M. M., ほか2名, *Turbulent Shear Flows*, 3(1982), 80, Springer-Verlag.
- (12) Gibson, M. M. and Verriopoulos, C. A., *Exp. Fluids*, 2(1984), 73.
- (13) Kreith, F., *Trans. ASME*, 77-8(1955), 1247.
- (14) Seki, N., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 105-1(1983), 64.
- (15) Kader, B. A. and Yaglom, A. M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 15(1972), 2329.
- (16) Subramanian, C. S. and Antonia, R. A., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 24(1981), 1833.
- (17) 菱田・ほか2名, 機論, 50-453, B(1984), 1285.
- (18) 長野・ほか2名, 機論, 54-502, B(1988), 1411.