円形返しベンドおよびS字形流路内乱流の二次流れと乱れ*

青山 善行^{*1}, 土方 邦夫^{*2}, 二神 浩三^{*1}Secondary Motion and Turbulence of the Flow through
a Circular π -curved bent Tube and a S-duct

Yoshiyuki AOYAMA, Kunio HIJIKATA and Kozo FUTAGAMI

Time-averaged velocities of axial and secondary flow components and a turbulent intensity were measured by the hot-wire anemometer in a developing flow through a π bent tube or S-duct composed of two $\pi/2$ bent tubes. In the π -bend, the secondary motion is intensified behind the inlet to it and weakened at its outlet. The secondary flow grows rather in the hind bend of the S-duct than in the fore one, though the centrifugal force is in the opposite direction in the two bend. The turbulence intensity is larger near the inner wall than that near the outer wall in the hind bend.

Key Words: Turbulence, Bend, S-duct, Secondary Flow, Hot Wire

1. 緒 言

ベンドは、熱交換機器やプラントなどで頻繁に用いられる重要な配管要素であるため、内部の流動あるいは圧力損失に関して、従来からいくつかの研究が報告されている。Ito⁽¹⁾はベンド部およびそれに続く直円管部での総合的な圧力損失について実験結果および整理式を示した。Hawthorne⁽²⁾は Squire-Winter⁽³⁾と同様な考え方にもとづいて、流体を非粘性として扱い、ベンド入口で二次流れに対する渦度を誘起するような速度分布を与えた場合のベンド内の流動特性について考察した。Rowe⁽⁴⁾は、円形ベンドおよびベンドを組合せたS字形流路内で総圧分布およびヨーメータによる測定を行うとともに、Squireら⁽³⁾の方法を用いて、これらの流路における数値計算を行った。また、村上・清水⁽⁵⁾は、ベンドが三次元的に複数個組合された複雑な流路における流動特性について、非粘性を仮定した解析的研究を行うとともに、ピトー管を用いて速度分布を測定した。これらの研究によって、ベンド内における流動の基本的な特性が明らかとなった。また、かな

り複雑に変化する組合せベンド内の流動に関しても、管断面内における最大速度位置の管軸方向への揺動といった問題については、非粘性的な取扱いによって定性的な予測が可能であることが示された。

一方、数値流体力学の進展によって、ベンドあるいは曲円管内の三次元的な流れを解く試みも行われている。Patankerらは、曲円管内の層流⁽⁶⁾および乱流⁽⁷⁾について、助走部を含めた解析を行った。乱流に関しては、高レイノルズ数形の $k-\epsilon$ モデルを用いている。秋山ら⁽⁸⁾は、ベンド内乱流熱伝達に関する解析を、低レイノルズ数形の $k-\epsilon$ モデルを用いて行った。しかし、これらの解析、特に乱流においては、適切な乱流モデルの開発といった面からも、実測値との比較検討が不可欠となる。また、流れの三次元性に対する数値解析上での取扱いにおいて、だ円形の方程式を用いた場合と放物形の方程式を用いた場合とで相違があるかどうかといった点に関する考察を行うためには、流れ場の詳細な測定値が必要となる。このような見地から、Humphreyら⁽⁹⁾およびTaylorら⁽¹⁰⁾は、レーザ流速計を用いて、く形断面のベンド内における層流および乱流の速度分布、および乱れの計測を詳細に行った。Enayetら⁽¹¹⁾は、同じくレーザ流速計を用いて、円形90°ベンド内層流および乱流に関する計測を行った。

* 原稿受付：平成元年12月11日。

^{*1} 正員、愛媛大学工学部（〒790 松山市文京町3）。^{*2} 正員、東京工業大学工学部（〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1）。

しかし、円形ベンドにおいては、二次流れ速度の測定結果は求められておらず、またベンド流入条件も直円管における未発達流で比較的一様に近い速度分布の下で行われたのみである。また、組合せたベンド内での乱れの特性的については報告がないようである。

本研究では、ベンド内の流れに関して、基本的な特性について知見を得ることを目的とする。このため、熱線流速計を用いて、円形返しベンド、および曲がり角度が $\pi/2$ のベンドを互いに逆向きに組合せたS字状の流路において、二次流れ速度を含む時間平均速度と乱れ強さの測定を行い、その結果について考察した。

記 号

- a : 管内半径
 a_c : 曲がりの曲率半径
 C_y : 熱線にそう流れによる影響を表す係数
 E, e : 熱線流速計の電圧出力
 p : 圧力
 P : 無次元圧力 $= p/\rho u_m^2$
 R : コイル半径と管内半径との比 $= a_c/a$
 $R_{\theta\theta}$: 無次元乱れ強さ $= \overline{u'_\theta u'_\theta}/u_m^2$
 r : 無次元半径座標 $= r/a$
 s : 熱線感度
 U_c : 管中心軸上の U_θ
 U_r, U_θ, U_ϕ : r, ϕ, θ 方向への無次元速度成分
 $= u_r/u_m, u_\theta/u_m, u_\phi/u_m$
 u_m : 時間平均速度の管断面内平均値
 u_r, u_θ, u_ϕ : r, ϕ, θ 方向への速度成分
 u'_r, u'_θ, u'_ϕ : r, ϕ, θ 方向への変動速度成分
 v_f : 摩擦速度
 x : ベンド入口から下流方向へ管軸にそってとられた座標
 $X = x/a$
 η, ϕ, θ : 座標系
 Δp : 圧力変化量
 $(\quad)$: 時間平均値

2. 実験装置および方法

図1に実験装置と座標系を示す。送風機で供給された空気は、流量調節弁、温度補償用の予熱管、整流筒を経て、直円管流路（内半径40.7 mm、長さ8 m）を通過し、十分発達した状態でベンドに流入する。直円管およびベンドはともにポリカーボネイト製であり、ベンドの曲率半径 a_c と管内半径 a （=40.7 mm）の比 R （ $=a_c/a$ ）は6である。 θ_1 は始点を第1ベンド入口に

とった管軸の曲がり角度である。 θ_2 は流れの方向に対して、 θ_1 とは逆向きの曲がりを意味し、S字形流路における第2ベンド入口からの曲がり角度を表す。 θ_1 あるいは θ_2 と直交する管断面内で、半径方向に η 、周方向に ϕ をとり、曲がりの外側を $\phi=0$ とする。管軸方向へ曲がり角度が $\pi/4$ ごとに分割したベンドをコネクタで連結し、返しベンドおよびS字形流路を構成した。コネクタの作製にあたっては、ベンドとの連結部内面に突出部がないように注意した。また返しベンドおよびS字形流路の出口は大気に開放している。

軸方向への静圧分布を求めるために、静圧タップを取付けた一つの $\pi/4$ 曲がりベンドを作製し、これを流路の軸方向に $\pi/4$ 間隔で移動させて、全体の静圧変化を測定した。

時間平均速度および乱れ強さの計測には、熱線流速計を用い、分割したベンドの連結部で熱線をトラバースした。トラバース装置はフランジ構造であり、周方向には任意に回転可能である。図2に、管軸方向速度 u_θ 、半径方向速度 u_r 、乱れ強さ $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ の測定に使用したX形熱線プローブを示す。熱線は素線径が5 μm のタングステン線である。プローブの支柱は、トラバース装置に固定した直動式のマイクロメータに連結され、管直径上を移動する。これによって、管断面内の任意の位置で、管軸方向速度成分 U_θ 、半径方向速度成分 U_r 、および乱れ強さ $R_{\theta\theta}$ を測定できる。流路の出口ではトラバース装置の下流を開放として、それ以外では下流に $\pi/4$ 曲がりベンドを取付けて測定した。ただし、トラバース装置を分割したベンドの下流端に直接取付けると、熱線がサポートから直角に前方に突き出して

図1 実験装置

いるため、 θ 方向に対して熱線が迎え角をもって設置されることになる。これを避けるために、ベンドの内径と同一の直円管状のスペーサを設けて、熱線と θ 軸との迎え角が零となるようにした。そして、 $\theta_1 = \pi/2$ で、トラバース装置の下流を開放した場合、および下流に $\pi/2$ ベンドを付けて返しベンドとした場合、あるいはS字形流路とした場合において U_θ と $R_{\theta\theta}$ を測定した結果、三者に有意な差は見られなかった。また、3・1節で述べるように、下流ベンドは、直管出口より上流にもほとんど影響を及ぼさない。これらの結果から、スペーサを用いたことによって大きな測定上の誤差は生じないものと考えられる。周方向速度 U_θ の測定にあたっては、図2で示したプローブを、管断面内で $\pi/2$ 回転させた状態で使用した。

ところで、これらの測定を精度よく行うためには、X形熱線の測定原理上、各熱線と θ 軸とのなす角度がかなり精度よく $\pi/4$ である必要がある。またさらに、二つの熱線の感度と、熱線に沿う流れ成分の影響を表す係数 (yaw constant) C_y が両者で一致する必要がある。ここでは、上で述べたように、プローブはフランジ形のトラバース装置に取付けられているため、プローブサポートと θ 軸のなす角度は、かなり正確に $\pi/2$ に保持される。このため、サポートと熱線のなす角度が $\pi/4$ となるように、注意深く各熱線をプローブ先端に溶接した。この際、投影顕微鏡を用いて、熱線角度のずれが 1° 以内であることを確認した。

しかし、これらの要求を厳密に満たすことは実際上不可能である。そのため、ここでは、熱線の校正時に、乱れおよび流れ場が既知である直円管流路において、熱線流速計の出力が、これらの要求を見掛け上満足するように微調整を行い、測定精度の向上を図った。校正の手順を以下に示す。

(1) 校正用風洞で、おのおのの熱線の校正を行い、両熱線出力の和の算術平均と速度の関係から感度 $s_i (= E/u)$ を求める。

(2) 十分発達した直円管流路中心で、レイノルズ応力 $\overline{u'u'_x}$ に比例した電圧出力 (変動成分の時間平均) $\overline{e_1^2} - \overline{e_2^2}$ と、半径方向速度に比例した出力 (時間平均) $\overline{E_1} - \overline{E_2}$ を測定する。両熱線の特性が一致していない場合には、これらの出力が、ともに零とはならない。そこで、どちらか一方の熱線のゲインと過熱度の設定値をわずかに変化させて、これらの出力がともに零となるようにする。この調整には、試行錯誤的な繰返しを必要とする。

(3) $\overline{e_1^2} - \overline{e_2^2}$ の半径方向分布を計測する。また、管路の静圧降下を測り、摩擦速度 v_f を求める。

(4) ふたたび、校正用風洞で熱線の新たな感度 s を求める。ここで、 $|s - s_i|/s > 0.05$ となる場合には、測定用プローブとして採用しない。

(5) 直円管においては、壁のごく近傍を除いて、 $|\overline{u'u'_x}|/v_f^2 = r$ が成立する。この関係を満足するような c_y を求める。ただし、 $\overline{u'u'_x}$ と熱線の出力の関係式は次式で表される。

$$|\overline{u'u'_x}| = \frac{1}{4s^2} \left(\frac{1 - c_y^2}{1 + c_y^2} \right) (|\overline{e_1^2} - \overline{e_2^2}|) \quad \dots\dots\dots (1)$$

また、上で述べたX形プローブでは、その構造上、壁近傍の測定が困難であるため、 $0.8 < r < 1$ の領域における u_θ と $\overline{u_\theta u'_\theta}$ に関しては、I形熱線を用いて測定した。その構造は、図2のX形熱線の代わりに、1本の熱線 (紙面に垂直方向) を取付けたものであり、プローブをわずかに壁方向に傾けてある。

図2 熱線プローブ

図3 返しベンドにおける圧力変化

3. 実験結果および考察

3.1 返しベンド 図3に、返しベンドにおける管軸方向への壁面静圧分布を示す。また、ベンド流入直後から、曲円管内乱流の発達した状態⁽¹²⁾であると仮定した場合に得られる静圧分布を実線で示す。ベンド入口近傍で、曲がりの外側 $0 \leq \phi < \pi/2$ では、急激に昇圧し、内側 $\pi/2 < \phi \leq \pi$ では急激に降圧する。しかし、下流にわずかに進んだ位置で、これらの分布は実線とほぼ平行になる。また、静圧値を周方向に平均して得た値 (●印) は、実線とほとんど一致する。

図4に、返しベンドにおける曲がり角度 $\pi/4$ ごとの各断面で、 $\phi = \pi, 0$ および $\phi = \pi/2$ 上の管半径方向への U_θ および $R_{\theta\theta}$ の分布を示す。ここで、 U_θ (図4中○印) は管軸方向への無次元時間平均速度を表し、 u_θ/u_m である。 u_m は管断面内平均流速である。 $R_{\theta\theta}$ は、軸方向速度成分の変動分 u_θ' にもとづく乱れ強さの無次元量 $(\overline{u_\theta' u_\theta'})/u_m^2$ を表す。図4には $R_{\theta\theta}$ の平方根の値を示してあり、▼あるいは▲の記号である。二次流れの対称面となる直径 $\phi = 0, \pi$ に沿った分布を左側に、それと直交する半径 $\phi = \pi/2$ 方向への分布を右側に示す。なお、 $\phi = 0, \pi$ に対する対称性は実験的に確認できたので、 $\phi = 3\pi/2$ における分布は $\phi = \pi/2$ のものと同一である。

図4の最下部に示した分布は、管半径の距離だけ直円管の出口より上流における測定結果である。条件が少し異なるが、秋山ら⁽¹³⁾は、三次元解析を行って、下流につけたベンドが上流の流れに及ぼす影響について

言及した。その結果と本測定結果で見られる傾向とは一致する。すなわち、下流にあるベンドの影響を受けて、 U_θ の最大位置は $\phi = \pi$ の側に寄り、同一半径位置では $\phi = \pi$ の側の値がわずかに大きい。 $R_{\theta\theta}$ については $\phi = 0$ の側が $\phi = \pi$ の値よりわずかに大きい。しかし、これらのひずみは非常に小さく、流入条件として軸対称分布であると考えてさしつかえがないと思われる。したがって、この分布は直管における発達した状態の分布⁽¹⁴⁾とほとんど一致する。

ベンドに流入後、 U_θ は曲がりの内側で減速、曲がりの外側で加速されて、 $\theta_1 = \pi/4$ では、曲がりの内側に減速域が局限されており、 U_θ の分布のひずみは小さい。 $\theta_1 = \pi/2$ では、かなり大きくひずみ、 $\phi = 0, \pi$ 面における管中心近傍でくぼむ。しかし、 $\theta_1 = \pi$ では、そのくぼみが緩和され、 $\phi = 0, \pi$ 方向には、管中央領域で、ほぼ一様なこう配となり、また、 $\phi = \pi/2$ 上では、ほぼ一様な分布となる。 $R_{\theta\theta}$ は、 $\theta_1 = \pi/4$ では、ほぼ管中心で最小値をとり、軸対称分布からのひずみも大きくはない。しかし曲がりの内側で局所的に $R_{\theta\theta}$ が増加して極大値をとる特徴的な分布となることがわかる。さらに下流では、 $R_{\theta\theta}$ の最小値は曲がりの外側に移動し、軸対称性は崩れる。また、 $R_{\theta\theta}$ が局所的に増加する領域は管中心近傍に移動する。 $\theta_1 = \pi$ における U_θ あるいは $R_{\theta\theta}$ の分布形状は、著者らがすでに報告した⁽¹⁵⁾ 曲円管内乱流の発達領域における分布形状と類似したものである。発達した領域においても、管中央部の $\phi = 0, \pi$ 面では $R_{\theta\theta}$ が局所的に増加する現象は見られ、その極大となる位置は、 U_θ の半径方向こう配が増加する位置とほぼ一致する。また、この位置では、乱れエ

図4 返しベンドにおける U_θ および $R_{\theta\theta}$ の変化

図5 返しベンドにおける二次流れ速度

エネルギーの生成量が極大となり、結果的に局所的な乱れエネルギー生成量の増加によって、 $R_{\theta\theta}$ が増加することがわかっている。ここで示したベンド内乱流においても、 $R_{\theta\theta}$ の局所的な増加と U_θ の半径方向こう配の増加とは対応している。したがって $\theta_1 = \pi/2$ では、 $\phi = 0, \pi$ の管中心近傍で U_θ のくぼみの程度が大きいため $R_{\theta\theta}$ の凹凸の程度が大きく、下流に向かって、そのくぼみの程度が減少するにつれて $R_{\theta\theta}$ の凹凸の程度も減少する。

また、 U_θ の分布は、二次流れ速度の値と密接に関連する。 $\phi = 0, \pi$ にそった無次元二次流れ速度、すなわち半径方向速度 U_r の分布を図5に示す。ただし、管中心における U_r の連続性を考慮して、 $\phi = \pi$ の面においては $-U_r$ として示す。返しベンド流入後、 $\theta = \pi/4$ では U_r の最大値は、ほぼ管中心にあり、その大きさは管軸方向平均速度の17%程度に達する。これより下流では、 U_r の最大値は曲がりの内側に移動し、管中心近傍では U_r が極小となる。 U_r の大きさも下流に進むにつれて減少する。二次流れの駆動力は、管軸の曲がりにもとづく遠心力 U_θ^2/R であり、曲がりの内から外に向かって作用する。返しベンドの $\phi = 0, \pi$ においては、半径方向の流れと、この遠心力の方向は一致する。

U_r と U_θ との関連については、 $\phi = 0, \pi$ において $|U_r|$ が大きい領域では $|\partial U_\theta / \partial r|$ が小さいということ

がわかる。既報⁽¹⁵⁾で示したが、この対応関係は、管中央部のコア領域（ほぼ $0 \leq r < 0.8$ ）で、 $R \gg 1$ を仮定した U_θ の運動方程式において、対流項と圧力項が釣り合っていることを示している。しかし、本結果をより詳細に見れば、 θ_1 が $\pi/2$ と $3\pi/4$ において、 $\phi = \pi$ の r が0.3の近傍で $\partial U_\theta / \partial r > 0$ となる。このような状態は、発達した曲円管内流では存在しない。そして、 $\phi = \pi$ では $U_r < 0$ であるから、先に述べた釣り合いのみでは説明できない。ここでは、 U_θ の管軸方向への変化による影響を考慮する必要があると思われる。すなわち、 U_θ の加速が生じて、 $-\partial P / (R \partial \theta) < U_\theta (\partial U_\theta / R \partial \theta)$ となる場合には、次に示す釣り合い式のもとで、 $U_r < 0$ で $\partial U_\theta / \partial r > 0$ となる。

$$U_r \partial U_\theta / \partial r + U_\theta (\partial U_\theta / R \partial \theta) = -\partial P / (R \partial \theta) \cdots (2)$$

図4に示すように、 $\pi/4 < \theta_1 < \pi/2$ の区間で、 $\phi = \pi$ の管中央部において、 U_θ はかなり大きく減速し、 $\pi/2 < \theta_1$ では加速する。しかし、 $\phi = \pi$ の r が0.3の近傍では、 $\theta_1 = \pi/2$ に達する以前に、すでに加速に転じていると考えられる。ただし、ここで扱ったベンドのように R がある程度小さい場合には、式(2)の左辺に $U_r U_\theta \cos \phi / (R + r \cos \phi)$ の項を付加し、 R を $R + r \cos \phi$ とする必要がある。この項は、問題とする領域で、 $\partial U_\theta / \partial \theta$ と同符号をもつから、 $\partial U_\theta / \partial r > 0$ となる傾向に寄与した可能性がある。

$\theta_1 = \pi/2$ の断面における二次流れベクトルを図6に示す。

3.2 S字形流路 図7にS字形流路における管軸方向への壁面静圧分布を示す。第2ベンドでは、管

図6 二次流れ速度ベクトル

図7 S字形流路における圧力変化

図8 S字形流路第2ベンドにおける U_θ と $R_{\theta\theta}$ の変化

軸の曲がりの方向が第1ベンドとは逆になり、流体に作用する遠心力の方向が反転するために、そこへの流入直後で、曲がりの内側で急激な圧力降下を生じ、曲がりの外側では昇圧する。この場合、第2ベンドへの流入直後では、周方向への平均的な静圧値にもとづくこの配は曲円管の発達域を仮定した状態と比べると大きくなるが、第2ベンド出口での圧力降下の総量は返しベンドの場合とほぼ同じとなる。

図8に第2ベンドにおける U_θ および $R_{\theta\theta}$ の変化を図4と同様な形式で示す。ただし $\phi=0$ と $\phi=\pi$ の図における位置関係は反転させてある。第1ベンドの状態は返しベンドにおける $\theta_1 < \pi/2$ のものと同一である。第2ベンド入口 ($\theta_2=0$) の分布は、返しベンドの $\theta_1 = \pi/2$ において、曲がりの内、外を反転させたものと一致する。

第2ベンド流入直後では、 U_θ は曲がりの内側の r が約0.7の位置で最大となる。その下流 $\theta_2 = \pi/4$ では、最大値が $\theta_2=0$ の場合よりも増加するが、管中央部で比較的一様な分布となるために、その最大点近傍のこの配は増加する。このため、曲がりの内側で、 r が0.4近傍に $R_{\theta\theta}$ の極大点があるが、さらに壁の近傍では著

しく大きな極大点が存在する。 $\theta_2 = \pi/2$ では、 U_θ はほぼ管断面内で一様となり、 $R_{\theta\theta}$ も比較的起伏の小さな分布となる。管中心における $R_{\theta\theta}^{1/2}$ の値を、S字形流路入口(直円管出口)と出口とで比較すると、出口では入口の約2倍に達する。

$\phi=0, \pi$ における二次流れ U_r の分布を図9に示す。 $\phi=0$ における U_r には負号を付けて示してある。 $\theta_2=0$ の直後では $\phi=0, \pi$ に沿って、二次流れが曲がりの外から内に向かい、ここで作用する遠心力の方向とは逆向きに流れている。図9で示すように、曲がりの内側の壁近傍を除けば、曲がりの外から内へ向かう速度は、 $\theta_2 = \pi/4$ では増加し、さらに下流の $\theta_2 = \pi/2$ においても $\theta_2=0$ における値より大きい。すなわち、 $\phi=0, \pi$ では遠心力の向きに反して二次流れ速度が増加したことになる。その最大値をみると、 $\theta_2 = \pi/4$ では $\theta_2=0$ の場合の1.5倍程度に増加し、 $\theta_2 = \pi/2$ においても1.2倍程度の大きさである。またそれは、第1ベンドの $\theta_1 = \pi/4$ (返しベンドの $\theta_1 = \pi/4$ と同一) における U_r の最大値よりも大きい。したがって、S流路では、 $\phi=0, \pi$ にそう二次流れ速度が第2ベンド内で最も大きくなる。また U_r と $\partial U_\theta / \partial r$ との関係は返しベンドにおける場合と同様である。 $\theta_2 > \pi/4$ においては、 U_r が大きいために返しベンドの場合に比べると U_θ が一様な領域が増加している。

図10に第2ベンド出口における二次流れ速度ベクトルを示す。上述のように、第1ベンドと第2ベンドで、遠心力の方向は互いに逆方向となるが、 $\phi=0, \pi$ に沿う流れを一連の二次流れ渦としてとらえれば、旋回方向は双方のベンドで同一である。そして、第1ベンドで発生した旋回渦はむしろ強められており、壁近傍での周方向への旋回速度は $\theta_2=0$ ($\theta_1 = \pi/2$) の場合と比べて増加する。これは、図9に示した $\phi=0, \pi$ における U_r の増加と対応する。

ところで、二次流れは遠心力と管断面内に生じた圧力こう配との相互関係に依存し、これらの分布は管断面内における U_θ の分布と密接に関連する。このため、

図9 S字形流路第2ベンドにおける二次流れ速度

図10 S字形流路出口での二次流れ速度ベクトル

図11 U_θ/U_c の等高線表示 ($\theta_2=0$)

旋回状態を予測するためには、渦度の管軸方向成分に注目する必要がある。図 11 に $\theta_2=0$ における U_θ/U_c の等高線図を示す。ここで U_c は管中心軸上の U_θ の値である。等高線の尾根が、壁面に沿って曲がりの内側から外側に向かって張り出している。Squire ら⁽³⁾あるいは Rowe⁽⁴⁾によれば、 $\phi=0, \pi$ に直交する方向を Z , $\phi=0$ における η 方向を y として、非粘性の仮定の下では、二次流れの無次元渦度 ξ (管軸方向) は次のように表される。

$$\xi = -2\theta_2 \frac{\partial U_\theta}{\partial Z} \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 Z は z/a とした無次元座標であり、 ξ は次式で定義される。なお、 w および v は、それぞれ z および y 方向への速度成分とする。

$$\xi = \frac{a}{u_m} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (4)$$

いま、線分 AA' あるいは BB' に沿っては、 r が約 0.8 となるまでの領域では $\partial U_\theta/\partial Z > 0$ である。したがって、壁のごく近傍を除けば、断面内の大部分が $\xi < 0$ に保たれており、結果的に図 10 で示した旋回状態が予測できる。

4. 結 論

円形返しベンド、および 2 個の円形 90° ベンドからなる S 字形流路内において、時間平均速度および乱れ強さを測定して以下の結論を得た。

(1) 返しベンド ($R=6$) において、曲がりの内側から曲がりの外側に向かう二次流れ速度が最大となる位置は、下流に進むにつれて管中心から曲がりの内側に移動する。

(2) 返しベンド内乱流においては、直円管内における場合と比較して、曲がりの内側の壁近傍では乱れ強さが減少し、曲がりの外側で増加する。また、壁面から離れた領域で局所的に乱れ強さが増加する。これは、二次流れによって管軸方向速度成分が軸対称性を失ってひずみ、その半径方向こう配が増加する領域で乱れエネルギーの生成が増加したことによると考えられ

る。

(3) S 字形流路を構成する第 2 ベンド内では、第 1 ベンド内でひずんだ管軸方向速度の分布によって、曲がりの外側から曲がりの内側に向かう二次流れが誘導される。そして、二次流れの大きさは、第 2 ベンド入口におけるよりも、その下流で一時増加する。また、第 1 ベンド内と第 2 ベンド内の二次流れ渦は旋回方向が同じである。

(4) S 字形流路の第 2 ベンド内では、管軸方向速度が最大となる位置が、曲がりの内側に存在する。この領域の壁近傍では乱れ強さが著しく増加する。

最後に、本報では、乱流エネルギーの生成などに影響するレイノルズ応力の分布に言及していないが、乱れとそれに関連する諸量の特性については別報で考察する予定である。

文 献

- (1) Ito, H., *Trans. ASME, J. Basic Eng.*, **82**(1960), 131.
- (2) Hawthorne, W. R., *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, **206**-1086(1951), 374.
- (3) Squire, H. B. and Winter, K. G., *J. Aeron. aut. Sci.*, **18**(1951), 271.
- (4) Rowe M., *J. Fluid Mech.*, **4**, part 44(1970), 771.
- (5) 村上・清水, 機論, **43**-375(1977), 4127.
- (6) Patankar, S. V., Pratap, V. S. and Spalding, D. B., *J. Fluid Mech.*, **62**, part 3(1974), 539.
- (5) 村上・清水, 機論, **43**-375(1977), 4127.
- (6) Patankar, S. V., Pratap, V. S. and Spalding, D. B., *J. Fluid Mech.*, **62**, part 3(1974), 539.
- (7) Patankar, S. V., Pratap, V. S. and Spalding, D. B., *J. Fluid Mech.*, **67**, part 3(1975), 583.
- (8) Akiyama M., Murakoshi T., Sugiyama H., Cheng K. C. and Nishiwaki I., *JSME Int. J.*, **31**, Ser. 2(1988), 289.
- (9) Humphrey, J. A. C., Taylor, A. M. K. and Whitelaw, J. H., *J. Fluid Mech.*, **83**, part 3(1977), 509.
- (10) Taylor, A. M. K. P., Whitelaw, J. H. and Yianneskis, M., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **104**(1982), 350.
- (11) Enayet, M. M., Gibson M. M., Taylor A. M. K. P. and Yianneskis M., *NASA Contract rep.*, 3551, 1982.
- (12) 伊藤, 東北大学速研報告, **14**-137(1959).
- (13) 秋山・斎藤・杉山・西脇・Cheng K. C., 第 24 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1987-5), 46.
- (14) 菱田・長野・森本, 機論, **46**-408, B(1980), 1455.
- (15) 青山・土方・二神, 機論, **55**-516, B(1989), 2212.