

偏心直円管を有する二重円管路内の乱流構造解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸^{*1}, 佐藤 誉之^{*2}Numerical Analysis of Turbulent Structure Developing
in Circular Pipe Containing One Rod Located Off-Center

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA and Takayuki SATO

A numerical analysis has been performed on turbulent flow developing in a circular pipe containing one rod located off-center. In calculation, an algebraic stress model was adopted in order to predict Reynolds stresses precisely, and the boundary-fitted coordinate system was introduced to set the boundary condition. The Reynolds number in this calculation is the same as that in the experiment. Calculated results were compared with the experimental data available. The calculated profiles of secondary flow and Reynolds stresses for developing turbulent flow are shown in detail. As a result of this calculation, it was found that the calculated distributions of the streamwise velocity and friction velocity are predicted well. Moreover, the calculated result suggests that a pair of vortices are generated by anisotropic turbulence in the region between the off-center rod and circular pipe. As a characteristic feature, it is pointed out that the intensity of secondary flow is maximum before becoming a fully developed turbulent flow. The location at which it is maximum corresponds to that of the appearance of a merged boundary layer. In addition to these results, the production terms of secondary flow in the vorticity equation are evaluated using calculated results in order to provide further understanding of the generation of secondary flow.

Key Words: Numerical Analysis, Nuclear Reactor, Secondary Flow, Turbulent Flow, Reynolds Stress Model, Boundary-Fitted Coordinate System

1. 緒 言

円形断面管路内に偏心した直円管を有する管路は、直線円管が規則的な配列にて管群を構成する流れ場と管路形状、ならびに現象的な面から共通した乱流構造を有する。すなわち、現象的な面からは、いずれの管路にも非円形断面管路に特徴的な第2種二次流れの発生を伴う。また、この種の管路形状を代表する流れとして、原子炉炉心を構成する燃料棒、減速材による管群路場が代表的な流れ場として挙げられる。この原子炉炉心には炭酸ガス、軽水などの冷却材が流入し、燃料棒と冷却材との間にて熱交換が行われるため、原子炉構造設計のうえから、その熱流束を正確に見積もることが必要不可欠となる。同時にその熱流束予測は、速度場の正確な流動挙動の把握のうえに成り立つものである。したがって、その流動挙動については原子力工学の分野より実験、計算の両面より多くの報告がなされている。

この種の管群路内乱流構造に関する研究を大別すると、管群を取り囲む外壁の影響を極力抑制し管群間の

干渉問題として取扱う場合と、外壁と管群との干渉問題として研究する場合とに分類できる。前者の研究例としては、正三角形に配列された直円管群内の流れを対象に、その配列間隔を変化させ系統的な実験を行った Trupp-Azad⁽¹⁾, Carajilescov-Todreas⁽²⁾, Kjellstrom⁽³⁾ などの実験が挙げられる。これらの実験に対し後者の例としては Seale⁽⁴⁾, Kacker⁽⁵⁾ らの実験が挙げられる。Seale⁽⁴⁾ は、長い円管を三角形に配列し管群路を構成することは、その精度確保のうえから非常に難しく、その形状誤差が第2種二次流れに影響を及ぼすであろうことを考え、矩形管路の相対する2壁面に、半円断面を有する直管を固定して管路群を構成した。三角形配列管群路と異なり、Sealeの実験の場合、直交する壁面で構成されるコーナ部を有するため、二次流れは特徴的な分布を示す。一方、Kacker⁽⁵⁾ は、円管内に直円管を偏心させて配置した管路系を対象に、その平均速度場の研究を行っている。前述のように、この種の非円形断面管路には、第2種二次流れが生成される。この流れはコーナ部に向かって流れを形成することより、コーナ部流れとも呼ばれるが、この意味より Kacker の対象とした流れ場は、明りょうなコーナ部を有することなく、その第2種二次流れ生成に関しては興味ある問題を提示している。

* 原稿受付 1995年4月5日。

^{*1} 正員、宇都宮大学工学部 (〒321 宇都宮市石井町 2753)。^{*2} (株)花王 (〒103 東京都中央区日本橋茅場町 1-14 10)。

以上の実験研究に対し数値解析も報告されている。先の三角形配列管群路内流れに対しては Gosman-Rapley⁽⁶⁾ の解析例がある。彼らは、レイノルズ応力輸送方程式の圧力-ひずみ相関項に Launder-Ying⁽⁷⁾ モデルを用い、かつ代数応力モデルとして、二次流れの最大値を混合平均速度の1%程度で予測し6等配された空間に1個の渦を予測している。著者ら⁽⁸⁾ も代数応力モデル⁽⁹⁾ を用い、Trupp-Azad⁽¹¹⁾ の実験を対象に解析した。その結果、二次流れの最大値を混合平均速度の0.6%程度と予測している。この値は Trupp-Azad⁽¹¹⁾, Carajilescov-Todreas⁽²⁾, Kjellstrom⁽³⁾ らが、その実験値より予測した二次流れ強度に近い値を示している。外壁面と管群との干渉問題として管群路内流れを研究した Seale⁽⁴⁾ の実験に対しては、Demuren⁽¹⁰⁾ が、代数応力モデルに Naot-Rodi⁽¹¹⁾ モデルを用いて数値解析を行い、完全発達乱流の二次流れの予測、各特性量の比較を行っている。著者ら⁽¹²⁾ も同様に解析を行い、Seale⁽⁴⁾, Demuren⁽¹⁰⁾ の結果との差異分析を行った。これら数値解析例に対して Kacker⁽⁵⁾ の実験に対する数値解析例は、著者の知る範囲においてまだ報告されていない。Kacker⁽⁵⁾ の対象とした流れは、コーナ部を有することなく二次流れ生成の意味からも興味ある問題を提示している。

そこで、本研究においては Kacker⁽⁵⁾ の実験を対象に、非等方性乱流をより正確に扱う意味から代数応力モデルを用いて解析することを目的とする。Kacker⁽⁵⁾ は、円管路内に偏心させ直円管を、外側円管の直径線上に沿って1個、および2個配列させた場合の二つの管路系を対象に実験を行っているが、本解析においては、このうち1個の直円管を設けた場合を対象に解析を行い、その乱流構造について検討を加える。解析に際しては、実際に即し、また第2種二次流れの発達挙動に関しても理解を深める意味から、助走区間を含む三次元管路として解析を行う。その際、境界条件の設定が容易な境界適合座標系を導入し数値解析を行う。解析結果は、Kacker⁽⁵⁾ の示した完全発達領域における時間平均速度場、壁面せん断応力等を比較しその差異分析を行うものとする。

2. 記 号

$c_1, c_2, c_1^*, c_1', c_2^*, c_2', \zeta$: 経験定数

D_h : 水力直径

k : 乱流エネルギー

L : 特性距離

P_h : 乱流エネルギー生成

Re : レイノルズ数 $U_b D_h / \nu$

R_p : 外側円管半径

R_r : 内側円管半径

U_i : i 方向時間平均速度成分

u_i : i 方向変動速度成分

U_b : 混合平均速度

$U_{\tau p}$: 外側円管壁に沿う摩擦速度の最大値

W : 円周方向の時間平均速度

X_i : i 方向座標軸

y_{pn} : 外壁面から中心に向かう垂直距離

θ_r : 偏心円管の $-X_2$ 軸からの角度

θ_p : 外側円管の $-X_2$ 軸からの角度

ε : 乱流散逸

ε_{ij} : レイノルズ応力輸送方程式中の散逸項

ν : 粘性係数

π_{ij} : 圧力-ひずみ相関項 $= \pi_{ij,1} + \pi_{ij,2} + \pi_{ij,w}$

ρ : 密度

ψ : 流れ関数 $= \int W dr$

ω_1 : 主流方向渦度 $= \partial U_3 / \partial X_2 - \partial U_2 / \partial X_3$

3. 解 析 手 法

3.1 計算対象実験 本解析で対象とした、Kacker⁽⁵⁾ の管路概略図を図1に示す。実験管路は、外側の大きな直円管と、内部にその直径線上に偏心配置させた偏心直円管とから構成されている。外側円管半径は $R_p = 7.21$ cm であり、偏心直円管は $R_r = 1.27$ cm の半径を有し、外側円管の中心位置より $s = 2.83$ cm の位置に固定されている。助走区間を含む管路全長は、水力直径の67倍に相当している。作動流体には空気を用い代表速度に混合平均速度 U_b 、代表長さに水力直径 D_h を用いたレイノルズ数で0.379, 0.637, 1.35, 2.15×10^5 の4種類の場合の測定を行っている。本解

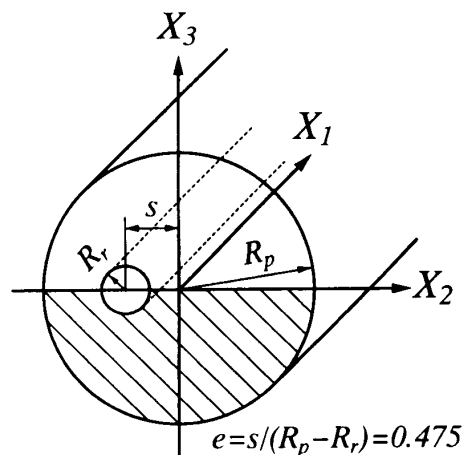


Fig.1 Circular pipe containing one rod located off center

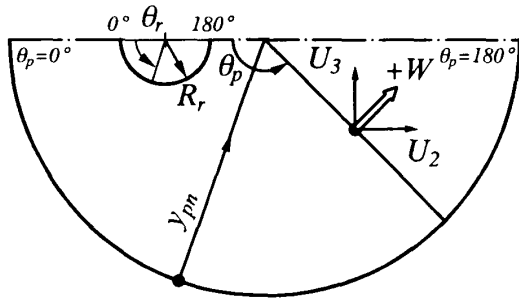


Fig. 2 Definition of coordinate system

析では、比較が可能な 2.15×10^5 の計測結果を対象とした。計測に際しては、ピトー管、熱線流速計を用い時間平均速度場の測定を行っている。

数値解析に際しては、実験管路の対称性を考慮して図1に示す斜線部を計算空間とした。図2は、解析結果を整理するために使用した座標系を示したものである。 θ_p は、外側円管壁に沿う角度を示し、反時計回りを正とする。したがって、外側円管の 0° は $-X_2$ 軸、 180° は X_2 軸に相当する。 θ_r は、偏心円管壁に沿う角度を示すが、 θ_p 同様反時計回りを正とする。 y_{pn} は外側円管から中心部に向かって測定した垂直距離を示す。また、 W は円周方向の時間平均速度であるが反時計回りを正と定義した。

3・2 レイノルズ応力方程式 各レイノルズ応力を正確に扱う意味より、解析にあたってはレイノルズ応力方程式を解くことを考える。レイノルズ応力方程式の厳密式は次式にて示される。

$$\begin{aligned} \frac{Du_i u_j}{Dt} = & - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial X_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial X_k} \right) \\ & + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial X_j} + \frac{\partial u_j}{\partial X_i} \right) - \frac{\partial}{\partial X_k} \left\{ \overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial X_k} \right. \\ & \left. + \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j) \right\} - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial X_k} \frac{\partial u_j}{\partial X_k} \dots \dots (1) \end{aligned}$$

上式を直接的に解くことは不可能であり、何らかのモデル化が必要となる。数値計算のうえで、特に障害となるのが左辺の対流項、ならびに右辺第3項の拡散項である。従来のモデルでは、これらの項を省略してモデル化を行っているが、対流項、拡散項の影響を多少とも考慮する意味より、Rodi⁽¹³⁾ 近似を用いてモデル化を行った。この Rodi 近似を用いることにより計算の簡便性、経済性が得られる反面、代数応力モデルとなり、近接空間での物理量の相互依存性が薄れる作用があるという問題を内包するのも事実である。

レイノルズ応力方程式中のモデル化された圧力-ひずみ相関項、ならびに定数系を表1、2に示す。表1、2中、 $\pi_{ij,1}$ は、純粋な乱れによる影響を、 $\pi_{ij,2}$ は平均流

Table 1 Modelling of the pressure-strain correlation terms

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-C_1 \frac{\varepsilon}{k} (\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij})$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{C_2 + 8}{11} (P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij}) + \zeta k (\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i})$ $-\frac{8C_2 - 2}{11} (D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij})$
$[\pi_{ij} + \pi_{ji}]_w$	$C_1 = C_1^* + C_1' f(\frac{L}{X_w}) \quad C_2 = C_2^* + C_2' f(\frac{L}{X_w})$ $\zeta = \zeta^* + \zeta' f(\frac{L}{X_w})$
$P_{ij} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}$	$D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}$
$P_k = -\overline{u_k u_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_k}$	$f(\frac{L}{X_w}) = \frac{C_\mu^{\frac{1}{4}} k^{\frac{1}{4}}}{\kappa \varepsilon X_w}$

Table 2 Constants in the pressure-strain correlation terms

C_1^*	C_2^*	ζ^*	C_1'	C_2'	ζ'
1.4	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.1

による影響を、 $\pi_{ij,w}$ は壁面による影響を示している。また、 $f(L/X_w)$ は、壁の影響を示す関数で壁面近傍にて1、壁から離れるにつれ零に近づく。 X_w は、壁面からの垂直距離を示している。この項のモデル化に関しては別報⁽⁹⁾にて詳述した。

散逸項は、高レイノルズ数流れ場で、局所等方性を仮定することにより次式のようにモデル化される。

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \dots \dots \dots (2)$$

3・3 境界適合座標 境界適合座標系による計算手法は、物理平面上の解析領域を計算領域へと座標変換し計算平面上で支配方程式を解く手法であり、境界条件の設定、方程式の離散化が容易な反面、変換された支配方程式が複雑になるという特徴をもつ。

支配方程式の計算平面上への変換は次の数学定理より変換される。

$$\frac{\partial}{\partial X_i} = \frac{\partial \xi}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \zeta} \dots \dots (3)$$

上式中 ξ, η, ζ は、変換された計算平面での座標軸であり図1の座標系にて定義される。上式を用いた各方程式の変換法、変換により導出される輸送方程式、反変速度、計量テンソルなどは別報にて詳述した⁽¹⁴⁾。

3・4 数値解析 計算領域は、図1に示したように、実験管路の対称性を考慮し1/2断面とした。計算レイノルズ数は、実験同様 2.15×10^5 に設定した。計算に際しては、 $100D_k$ の助走区間距離を設け完全発達乱流となるようにした。計算格子数は、 $\xi \times \eta \times \zeta = 31 \times 31 \times 50$ である。その計算格子を図3に示す。図3中、下に示す格子は流れ方向 ζ に沿う格子配列を示したもので、偏心円管より分割される上下対称軸の短辺側

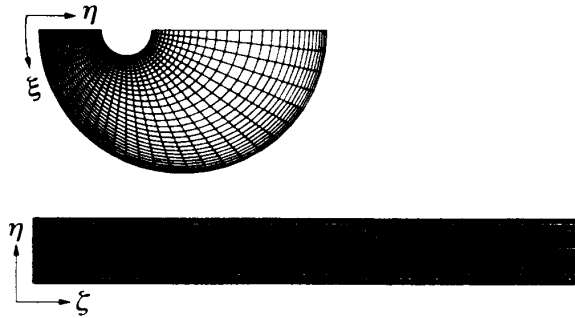


Fig. 3 Computational mesh

のみを上部より描いた格子である。乱流エネルギー、および乱流散逸方程式の境界条件には、壁関数を用いている。乱流エネルギー、乱流散逸の入口条件は、実験においても不明であるため $k=U_b \times 10^{-5}$, $\varepsilon=k^{3/2}/D_h$ と小さな値を設定し解析を行った。出口境界条件は、ノイマン条件として計算を行った。式の離散化は、有限差分近似により行い計算諸量の格子点配置は、Regular Grid 法によった。支配方程式の対流項差分近似は QUICK (三次精度の風上差分) を使用した。また、数値解析に際しては、主流方向拡散項を省略することなく、支配方程式を三次元だ円形方程式として扱い解析を行った。

4. 結果と考察

実験結果と比較する際には、完全発達乱流領域に相当する $97.3D_h$ における計算結果を実験結果と比較した。実験結果は約 $67D_h$ における測定結果であるが、計算において両方で差のないことを確認している。また、両者の位置が、完全発達領域にあることは管路中心主流方向速度の発達より確認した。

4.1 平均速度場の比較 図4に主流方向速度 U_1 の実験、計算結果との比較を示す。両結果とも主流方向最大速度 U_{1max} にて無次元化してある。実験結果、計算結果の等値線に共通する現象として以下のような点が指摘できる。流れは、偏心円管中心と外側円管壁面との距離が大きい右側の空間を多く流れる結果、上下対称軸 (X_2 軸) が外壁円管と交わる $\theta_p=180^\circ$ 側にてその等値線は密となっている。これは、流れはより抵抗の少ないほうを流れる結果誘起される現象と解釈される。また、0.8, 0.85, 0.9 の等値線は大きくひずみ、舌状に $\theta=180^\circ$ の上下対称軸から $\theta_p=0^\circ$ 側の上下対称軸に向かって伸びている。これは非円形断面管路を特徴づける第2種二次流れによるものと解釈される。その湾曲の程度は、正方形断面管路のコナ部に認められるものより顕著である。さらにその舌状等値線の先

Exp. by Kacker

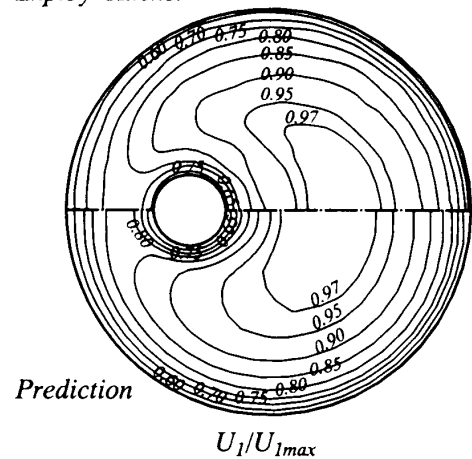


Fig. 4 Comparison of streamwise mean-velocity

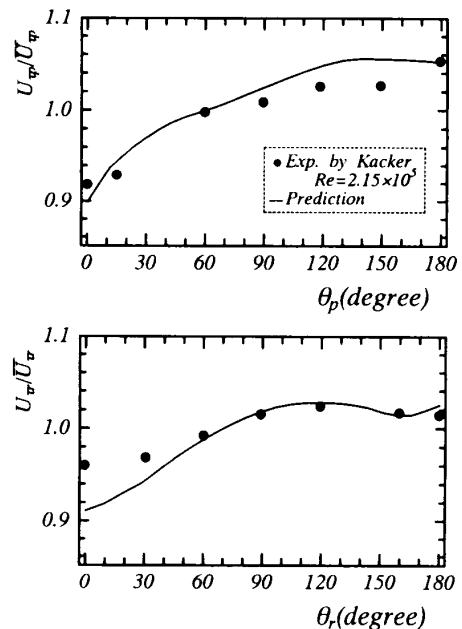


Fig. 5 Comparison of peripheral friction velocity

端は、偏心円管側に寄っており二次流れは偏心円管近傍にて、比較的大きな強度を有することをうかがわせる。以上のように計算結果は、比較的良好に実験値を予測している。

図5は、外側円管、偏心円管壁面に沿う摩擦速度分布を両結果にて比較したものである。それぞれの値は当該壁面の平均摩擦速度にて無次元化した。外側円管の場合 $\theta_p=0^\circ$ から 180° に向かい単調増加し 180° 位置において最大値をとることが実験結果よりわかる。これに対し、計算結果は、 140° 近傍で最大値をとった後、 180° に向かってわずかな減少傾向を示し、実験結果と異なる。一方、偏心円管壁に沿う摩擦速度分布は、特徴的な分布を示し、 $\theta_r=120^\circ$ 近傍にて最大値を示した後、単調減少することが両結果よりわかる。この θ_r

$=120^\circ$ 近傍にて最大値を取る現象は、第2種二次流れにより高速の流体が、この領域に移流されるためと解釈される。

図6は、その第2種二次流れの計算ベクトル図を示したものである。実験においてはベクトル図は示されていないため直接比較はできない。計算結果より二次流れは、偏心円管近傍と外側円管に、相対向する一対の循環流を形成し、あたかも $\theta_p=0^\circ$ 側に位置する上下対称軸がコーナ部に相当するがごとく、その上下対称軸に向かって二次流れが存在している。外側円管壁に沿う二次流れは、壁面に沿って減衰しながらも $\theta_p=180^\circ$ 近傍まで到達し大きな領域で循環流を形成している。二次流れの最大値は、混合平均速度の2%程度であり、偏心円管壁面上の $\theta_r=110^\circ$ から 120° の範囲に存在している。これは、この領域で摩擦速度分布が最大値を取ることと符合している。

次に、この二次流れの定量比較を行うため、その円

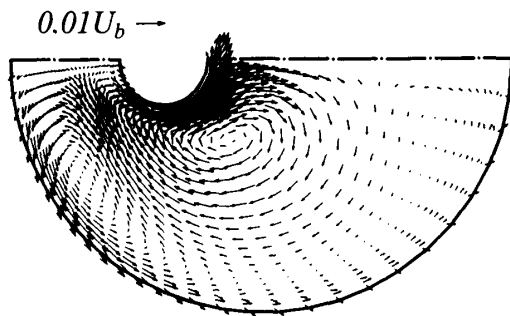


Fig. 6 Calculated vectors of secondary flow of the second kind for fully developed turbulent flow

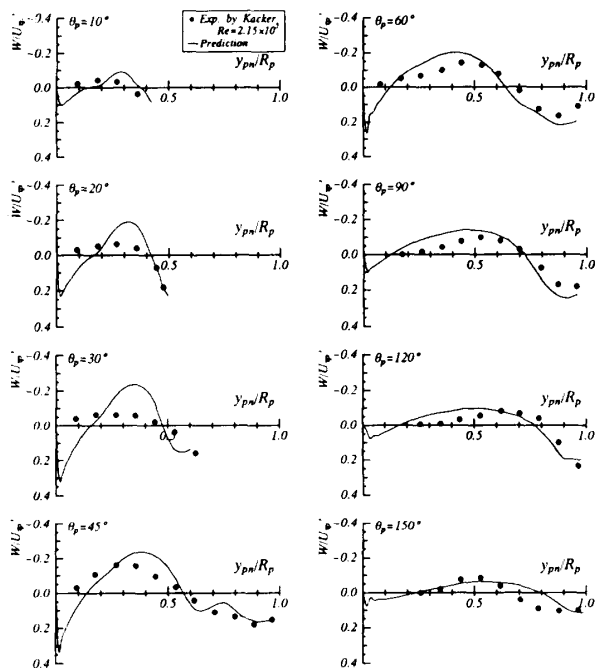


Fig. 7 Comparison of transverse mean velocity

周方向速度 W を両結果にて比較した。その結果を図7に示す。各値は外側円管壁に沿う摩擦速度の最大値にて無次元化した。また、縦軸の符号は実験に合せて上側を負にとっている。計算においては、一対の渦を予測しているために $y_{pn}/R_p=0$ 近傍点、すなわち外側円管壁面近傍においては正の値を示すこととなる。しかし実験結果は、この領域における正の値の存在は示されておらず、両結果で大きく異なる。この点を除けば計算結果は、多少実験値を大きく見積もるものの、比較的良好に予測しているものと解釈される。

さらに流れ関数分布を比較した結果を図8に示す。各値は流れ関数の最大値にて無次元化した。実験結果より偏心円管近傍に1個の循環流が確認できるが、計算においてもほぼ同様な位置に同様な値を有する循環流が認められる。しかし、計算においては、そのほかに外側円管壁に沿うもう1個の循環流を形成していることがわかる。また、その値は偏心円管壁近傍における循環流とほぼ同程度の値を有している。Rapley⁽¹⁵⁾ は、その論文の中で、この種の偏心円管を有する管路では、 $\theta_p=0^\circ$ 側の上下対称軸近傍にて2個の循環流が形成されるであろうことを推測し、実験、計算からのさらなる検討が必要であることを述べている。本解析結果は、Rapley の推測と一致する結果となった。

4・2 レイノルズ応力場の比較 実験においては、レイノルズ応力成分を測定していないため、ここでは助走区間を含むレイノルズ応力成分の発達挙動の計算結果を示し、その乱流構造について検討を加える。

図9は、上下対称軸上の $X_2/R_p=0.392$ の位置における主流方向速度、各垂直応力の発達分布を示したものである。各パラメータとも発達途中で最大値を示しその後一定値に漸近していく。発達途中で最大値を示

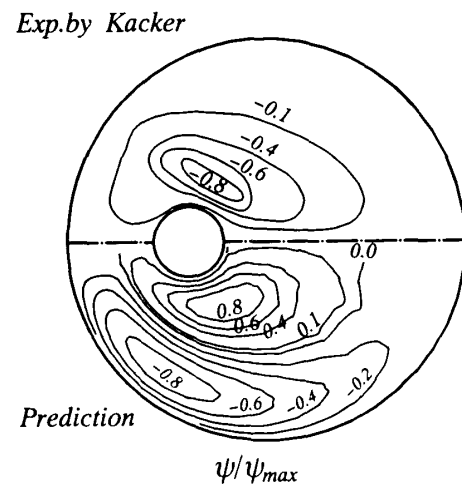


Fig. 8 Comparison of secondary-flow stream function

すのは、壁面から発達してきた境界層が互いに干渉し合い、活発な運動量交換が行われるためであり、直管路に特徴的な現象である。また、垂直応力の最大値は、主流方向速度の最大値が認められた後に現れる。

図10は $X_1=6.4, 12.0, 24.0, 97.3D_h$ の各位置における各垂直応力等値線の計算結果を示したものである。各値は混合平均速度 U_b にて無次元化してある。垂直応力 $\overline{u_1^2}$ は、両円管とも同心円状に発達していく様子がわかる。また、その最大値は偏心円管壁面上に認められ、乱流生成が偏心管路壁面のほうが活発であることを示唆している。水平方向の垂直応力 $\overline{u_2^2}$ は、上下対称軸に平行に発達するようすがうかがえる。また、その最大値は偏心円管、外側円管の $\theta_r, \theta_p=90^\circ$ 近傍に認められる。これに対し鉛直方向の垂直応力 $\overline{u_3^2}$ は、偏心円管、外側円管の $0, 180^\circ$ 側に大きな値が認められる。特に偏心円管の $\theta_r=180^\circ$ 近傍にて最大値をとることがその特徴として指摘できる。また、この鉛直方向の垂直応力は、水平方向の垂直応力とは対照的に、 X_3 軸と平行な等値線が壁面から発達していく様子が理解できる。

図11は $X_1=6.4, 12.0, 24.0, 97.3D_h$ の各位置における各せん断応力等値線の計算結果を示したものである。各値は混合平均速度 U_b にて無次元化してある。せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ は偏心円管、外側円管の $0, 180^\circ$ 側で大きな値をもち、壁面から X_3 軸と平行な等値線が発達していく。また、その0ライン等値線に着目すると、偏心円管、外側円管の 90° 近傍から伸び、それぞれの円管壁に沿ってせん断応力の異符号領域を形成している

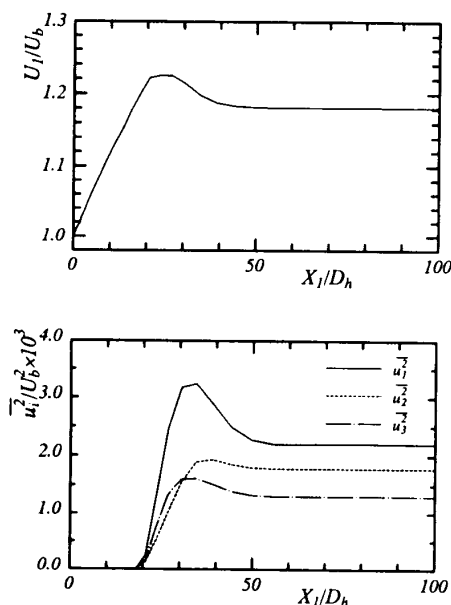


Fig. 9 Distributions of streamwise mean-velocity and normal stresses

ことがその特徴として指摘できる。偏心円管壁からの0ラインは、発達するにつれ上下対称軸に向かって大きく変形している。これに対し、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ は、上下対称軸に平行な等値線分布をもって発達し、せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の分布とは大きく異なる。また、偏心円管、外側円管の 90° 近傍に大きな値が存在することも相違点として指摘できる。ただし、0ラインを挟んで異符号領域を形成することは、両せん断応力分布に共通している。せん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ は、両円管壁の $45, 135^\circ$ 近傍にて大きな値をもち、その位置から管路内部に向かって発達していく。0ライン等値線に着目すると、

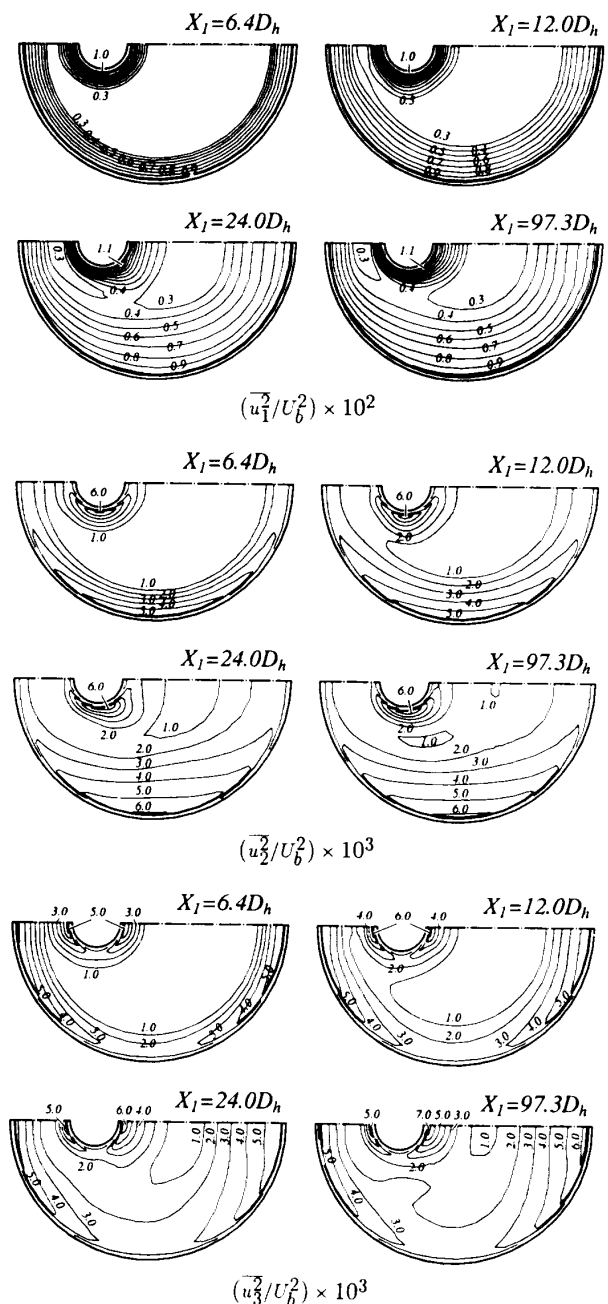


Fig. 10 Calculated contours of normal stresses

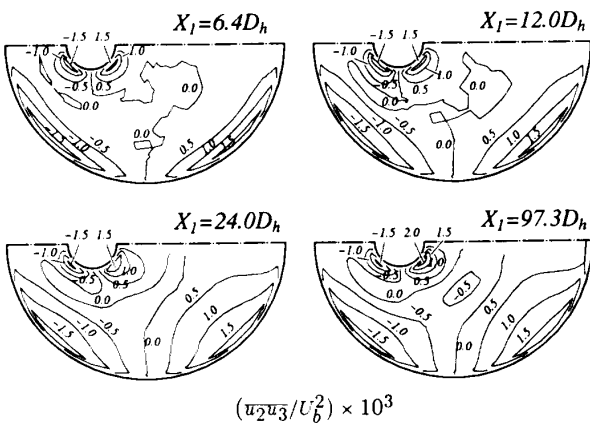
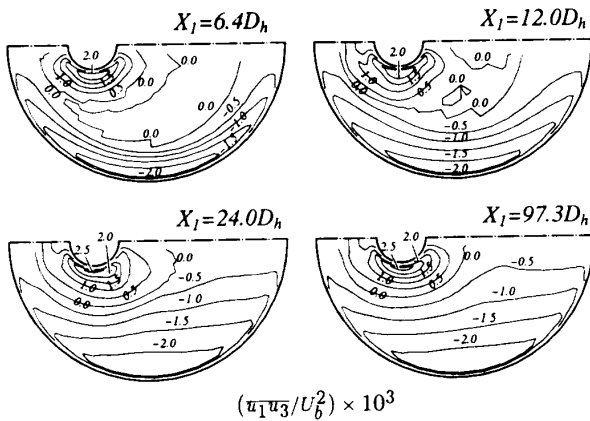
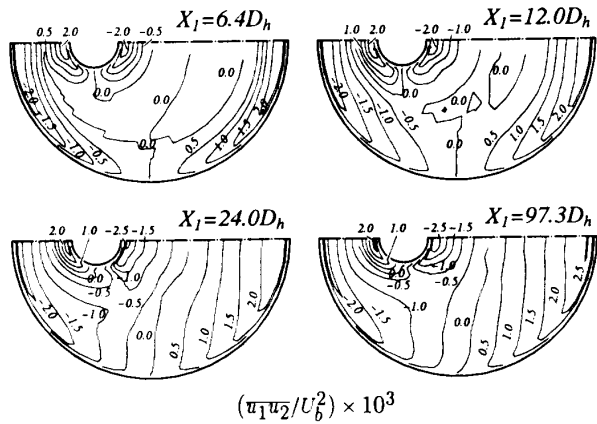


Fig. 11 Calculated contours of shear stresses

外側円管壁の0ラインは、せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ に類似の分布を示しているが、偏心円管壁の0ラインは、180°側の上下対称軸近傍までも延びておりせん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ とは大きく異なっている。また、せん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ の絶対値は、他のレイノルズ応力の絶対値と比較するとわずかに小さな値を示している。

4・3 第2種二次流れの発達とその生成機構 図12は、 $X_1=6.4, 12.0, 24.0, 97.3D_h$ の各位置における第2種二次流れのベクトル図を示したものである。 $X_1=6.4D_h$ の位置では、二次流れは管壁から管路内部に向けたベクトルを示し境界層発達初期の特徴的な流れを

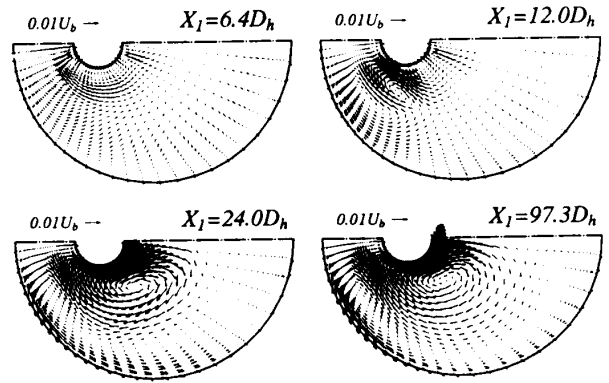


Fig. 12 Calculated vectors of secondary flow of the second kind for developing turbulent flow

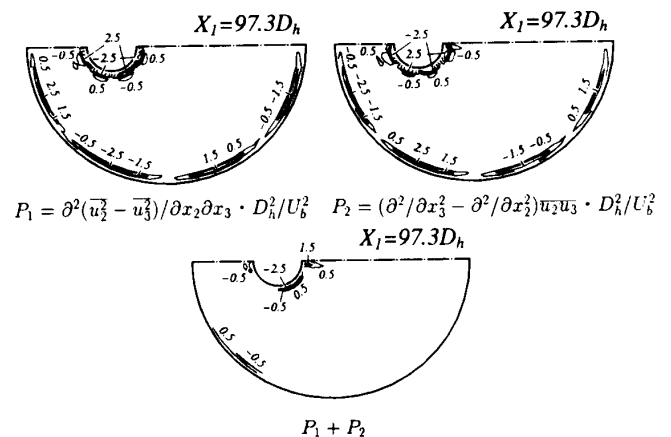


Fig. 13 Contour maps of production terms for streamwise vorticity

呈している。この位置では、まだ第2種二次流れの生成は認められない。さらに下流の $X_1=12.0D_h$ の位置では、偏心円管、外側円管壁近傍に時計方向、および反時計方向の流れの生成が認められ、偏心円管、外側円管壁で挟まれた領域に、連続の式を満足するよう上下対称軸に向かう流れが生成され、第2種二次流れが生成されつつあることを推察できる。この後、下流に位置するに従いこの領域の二次流れは成長するが、そのベクトル強度に着目すると、 $X_1=24.0D_h$ にて最大二次流れ強度を示し、その後減衰し一定値へ漸近していくことが計算結果より理解できる。

一般に、完全発達領域における主流方向渦度 ω_1 の輸送方程式は以下のように示される。

$$U_2 \frac{\partial \omega_1}{\partial X_2} + U_3 \frac{\partial \omega_1}{\partial X_3} = \frac{\partial^2}{\partial X_2 \partial X_3} (\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2}) + \left(\frac{\partial^2}{\partial X_3^2} - \frac{\partial^2}{\partial X_2^2} \right) \overline{u_2 u_3} + \nu \left(\frac{\partial^2 \omega_1}{\partial X_2^2} - \frac{\partial^2 \omega_1}{\partial X_3^2} \right) \dots \dots \dots (4)$$

上式において、右辺第1、第2項は主流方向渦度 ω_1 の生成項を、第3項は粘性項を示している。図13は、右辺第1項(P_1)、第2項(P_2)、ならびにそれらの和(P_1

+ P_2)を等値線図により示した結果である。図13より明らかなように、 P_1 と P_2 とは、互いに異符号を示しながら相似な分布となっていることがわかる。したがって、これらの総和は、互いに値を相殺することになり偏心円管壁 $\theta_r=125^\circ$ 近傍、外壁円管壁 $\theta_p=50^\circ$ 近傍に符号が異なる絶対値の大きな領域が存在する。このことは、両円管壁面にて循環方向が逆の二次流れ生成が活発に行われていることを示唆するものであり、計算では図6に示すように一対の循環流が存在することになる。

5. 結 論

円形断面管路内に偏心した直円管を有する管路を対象に、対流項、拡散項を代数式にて置き換えた代数レイノルズ応力モデル、ならびに境界適合座標系を用いて三次元乱流場の数値解析を行った。解析結果は、比較的详细な実験を行った Kacker⁽⁵⁾の実験と比較し、差異分析を行うと同時に、その乱流構造について検討し以下の結論を得た。

(1) 本解析手法は、湾曲した主流方向平均速度分布を比較的良好に予測している。

(2) 摩擦速度は、偏心円管路壁上の $\theta_r=120^\circ$ 近傍にて最大値をとる特徴的な分布が実験より報告されているが、本解析手法も同様な結果を示した。また、外側円管壁に沿う摩擦速度も、大きめに予測するものの比較的良好にその値を予測した。

(3) 第2種二次流れ強度に関し、解析結果は比較的良好に実験値を予測しているが、解析結果はその流動パターンに関し、 0° 側の上下対称軸に向かう流れが、偏心円管壁、外側円管壁に分岐し一対の二次流れを形成することを予測した。実験結果においては、偏心円管近傍にのみ二次流れが形成され、解析結果と大

きく異なる。

(4) 第2種二次流れの発達挙動に関し、二次流れ強度は壁面からの境界層が発達し互いに干渉し合う位置にて最大値をとった後、減少し一定値に漸近していくことを数値予測した。

(5) 完全発達領域における主流方向渦度輸送方程式の各生成項を検討することより、第2種二次流れの生成は、偏心円管壁 $\theta_r=125^\circ$ 近傍、外側円管壁 $\theta_p=50^\circ$ 近傍にて顕著であり、この領域における非等方性乱流により生成されることを定量的に示した。

文 献

- (1) Trupp, A. C. and Azad, R. S., *Nucl. Eng. Des.*, **32**(1975), 47-84.
- (2) Carajilescov, P. and Todreas, N., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **98**(1976), 262-268.
- (3) Kjellstrom, B., *AB Atomenergi, Rep.*, AE-RV 196 (1971).
- (4) Seale, W. J., *J. Fluid Mech.*, **123**(1982), 399-423.
- (5) Kacker, S. C., *J. Fluid Mech.*, **54**(1973), 583-602.
- (6) Gosman, A. D. and Rapley, C. W., *Recent Advances in Numerical Methods in Fluids*, (1980), 335-399, Pineridge Press.
- (7) Launder, B. E. and Ying, W. H., *Heat Fluid Flow*, **3-2** (1973), 115-121.
- (8) 杉山均・秋山光庸・斎藤健一・佐藤普之, *機論*, **60**-578, B (1994), 3272-3279.
- (9) 杉山均・秋山光庸・芹沢寿行, *機論*, **56**-531, B(1990), 3328-3335.
- (10) Demuren, A. O., *AIAA J.*, **29**-4(1991), 531-537.
- (11) Naot, D. and Rodi, W., *ASCE, J. Hydraul. Div.*, **108** (1982), 948-968.
- (12) 杉山均・秋山光庸・佐藤普之, *機論*, **61**-586, B(1995), 2023-2030.
- (13) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 219-221.
- (14) 杉山均・秋山光庸・平田賢・上野智志, *機論*, **57**-539, B (1991), 2269-2276.
- (15) Rapley, C. W., *Von Karman Inst. Fluid Dyn., Lecture Ser.*, (1982), 1-74.