

規則的に配列された直円管群内の乱流構造解析*

杉 山 均^{*1}, 秋 山 光 庸^{*1}
齊 藤 健 一^{*2}, 佐 藤 誉 之^{*1}Numerical Analysis of Developing Turbulent Structure
in Triangular Array Rod BundlesHitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA,
Kenichi SAITO and Takayuki SATO

Numerical analysis has been performed on developing turbulent flow in triangular array rod bundles. The ratio of pitch represented by two rod centers to rod diameter is 1.2 and Reynolds number is 4.9×10^4 . In calculation, an algebraic stress model was adopted in order to predict Reynolds stresses precisely, and a boundary-fitted coordinate system was introduced to set boundary conditions easily. Calculated results were compared with the experimental data. The calculated profiles of secondary flow and Reynolds stresses in rod bundles are shown in this study. As a result of this calculation, it was found that the calculated intensity of the secondary flow is about 0.6% of bulk velocity. This calculated intensity of secondary flow coincides with the evaluated value from the experimental data measured by several researchers. Judging from this calculated value, it is very difficult to measure the secondary flow in rod bundles. The present method predicts larger the turbulent energy and primary velocity fluctuation in the vicinity of the wall than the experimental data.

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

1. 諸 言

直線円管が規則的な配列にて管群を構成する流動場として、原子炉内の流れがその最も代表的な流れ場として指摘できる。原子炉においては、燃料が充てんされた円管と、冷却材との間に交換される熱流束を見積もり、円管表面温度を正確に予測することが、原子炉の安全性、効率化等から必要不可欠であり、その温度予測は、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、この種の流動挙動については原子力工業の分野より実験、計算の両面より多くの報告がなされている。同時に、この種の非円形断面管路においては、第2種二次流れが発生し、その流速分布、温度分布等に少なからぬ影響をもたらすため、多くの報告例の中で言及されている。

Trupp-Azad⁽¹⁾は、正三角形状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ている。このとき円管配列間隔を P 、円管直径を D とすると $P/D=1.2 \sim 1.5$ の範囲で、各種レイノルズ応力を含む詳細な実験を報告しているが、

第2種二次流れの直接計測結果は提示しておらず、測定した各種レイノルズ応力値を基に、二次流れ強度ならびに二次流れの流動パターンを予測している。彼らは、二次流れ強度は混合平均速度の0.5%程度で、3個の円管の中心点を結んだ線で囲まれる内部空間を6等配した空間に、それぞれ1個の二次流れが生成されることを予測している。Carajilescov-Todreas⁽²⁾は、 $P/D=1.123$ の円管群路にてレーザドップラー流速計を用いて実験を行っているがTrupp-Azad⁽¹⁾同様、第2種二次流れの実験結果は示されていない。彼らは、測定系の不確かさを考慮して、二次流れは混合平均速度の0.67%以下であろうと予測している。また、Kjellstrom⁽³⁾は混合平均度の0.8%程度であることを $P/D=1.217$ の流れ場にて報告している。これらの結果に対して、Tahir-Rogers⁽⁴⁾は、 $P/D=1.06$ の流れ場にて熱線流速計を用い最大二次流れ強度は、混合平均速度の2%程度となることを報告している。ただし、二次流れベクトルは他の実験同様示されていない。一般に正方形断面管路⁽⁵⁾、三角形断面管路⁽⁶⁾、だ円断面管路⁽⁷⁾などにおいて混合平均速度の1~2%の強度をもつ第2種二次流れが実験的に明示されているが、管群路内の二次流れは、これらの管路に観察される二次流れとは流動を異にするものと思われる。

* 原稿受付 平成6年4月7日。

^{*1} 正員、宇都宮大学工学部 (〒321 宇都宮市石井町 2753)。^{*2} (株)日立製作所 (〒101 東京都千代田区神田駿河台 4-6)。

一方、数値解析も同時に報告され、Trupp-Aly⁽⁸⁾は、一方程式乱流モデルと実験より得た混合長距離、ならびに Launder-Ying⁽⁹⁾ モデルを用い、 $P/D=1.123 \sim 1.35$ の流れ場に対して解析を行い 6 等配した空間に 1 個の二次流れを予測しているが、その値は、混合平均速度の 1.6% と、推測されている実験値に比較して高い値を示している。Bartzis-Todreas⁽¹⁰⁾ も Trupp-Aly⁽⁸⁾ と同様な解析を行い、 $P/D=1.124$ の流れに対し最大二次流れ強度は、混合平均速度の 0.5% 程度と、推測されている実験値に近い値を示すものの、6 等配された空間に 3 個の渦を予測している。Gosman-Rapley⁽¹¹⁾ 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⁽⁹⁾ 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。

以上の報告例より、この種の円管群路内流れは興味ある問題を提示している。すなわち、実験から推測されるように、二次流れ強度が他の非円形断面管路と比較し小さいことが二次流れ測定の障害となっているのか、その流動パターンはいかなる様相を示すのかなどの点についてである。そこで本研究においては、これらの点について検討する意味より、円管群路内乱流の構造について比較的詳細な実験を行った Trupp-Azad⁽¹⁾ の実験を対象に、その乱流構造を数値予測し両結果の差異分析を行うと同時に、第 2 種二次流れの強度、流動について知見を深めることを目的とする。解析に際しては、実際に即し、第 2 種二次流れの発達挙動についても理解を深める意味から助走区間を有する三次元流路として、境界条件の設定が容易な境界適合座標系を用いて数値解析を行うこととした。

2. 記 号

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

D : 円管直径

D_h : 水力直径

k : 乱流エネルギー

L : 特性距離

P : 円管中心の間隔

P_k : 乱流エネルギー生成

Re : レイノルズ数 $= U_b D_h / \nu$

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^* : 摩擦速度

U, V, W : 円筒座標上における主流方向, 半径方向,

円周方向の時間平均速度

u, v, w : 円筒座標上における主流方向, 半径方向, 円周方向の変動速度

X_i : i 方向座標軸

y : 壁面からの垂直距離

$\bar{y}$: 壁面とその垂線が X_3 軸と交差する点までの距離

θ : X_2 軸からの角度

ε : 乱流散逸

ν : 粘性係数

π_{ij} : 圧力・ひずみ相関項

ρ : 密度

3. 解 析 手 法

3.1 計算対象実験 高転換軽水炉や高速炉における円管群配列は、充てんを密にするため図 1 に示すような正三角形配列を採用している。計算対象とした Trupp-Azad⁽¹⁾ の実験もこの正三角形配列に相当し、実験解析においては、3 個の円管の中心を結んだ線で囲まれる空間(subchannel)を 6 等分し、その対称性を考慮した斜線部を対象に計測が行われている。Trupp-Azad は、3 種類の P/D の流れ場について、熱線流速計を用い乱流計測を行っているが、本解析においては比較的データの豊富な $P/D=1.20$ の流れ場を計算対象とした。その際、混合平均速度 U_b , 水力直径 D_h にて示したレイノルズ数で $2.376 \sim 5.602 \times 10^4$ の範囲で 6 ケースの実験を行っているが、ここでは、 4.913×10^4 の流れ場を対象とした。また、実験の測定位置は、流路入口から水力直径 D_h の 51.47 倍に相当する位置にて測定している。

図 2 は、数値計算における解析空間の概略図と計算座標系を示したものである。解析空間は、図 1 の斜線

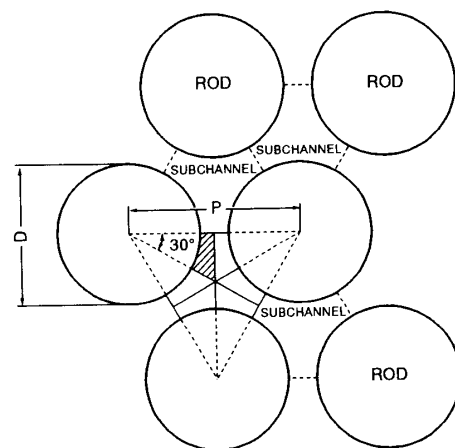


図 1 三角形配列管群流路

部に相当している。計算に際しては、 $100D_h$ の助走区間距離を設け完全発達乱流となるようにした。座標系は、直交座標系にて主流方向を X_1 、断面方向を X_2 、 X_3 と定義した。図2中の U, V, W は、円筒座標上での主流、半径、円周方向の時間平均速度である。また、 y は円管表面からの垂直距離で、 $\hat{y}$ は円管表面から左右対称軸線(X_3 軸)までの距離を示す。本解析における計算格子を図3に示す。図3中の ξ, η, ζ の計算平面上の座標系を示している。計算格子数は、 $\xi \times \eta \times \zeta = 15 \times 15 \times 50$ とした。

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。

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = \underbrace{-\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}}_{\text{Production}} + \underbrace{\frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{Pressure-strain correlation}}$$

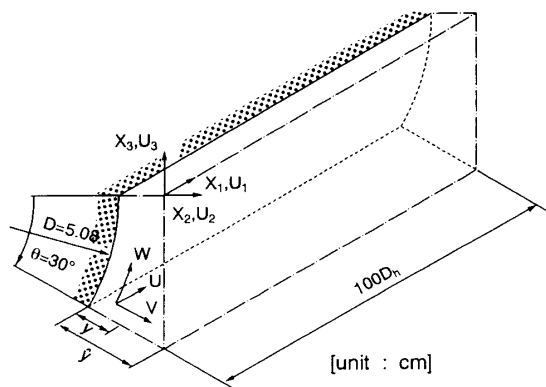


図2 計算対象空間および座標系

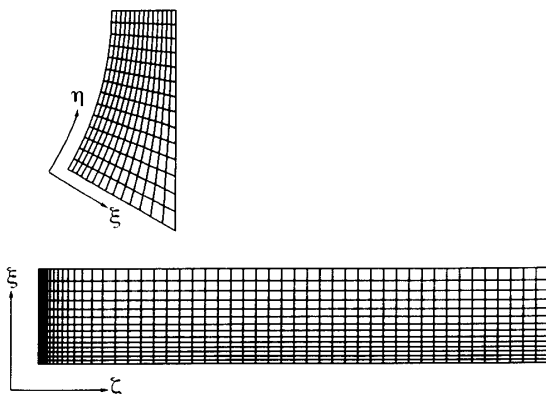


図3 計算格子

$$\underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} - \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} \overline{u_i} + \delta_{ik} \overline{u_j}) \right]}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{\text{Dissipation}} \dots \dots \dots (1)$$

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⁽¹²⁾ 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中、 $\pi_{ij,1}$ は純粋な乱れによる影響を、 $\pi_{ij,2}$ は平均流による影響を、 $\pi_{ij,w}$ 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⁽¹³⁾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

表1 圧力・ひずみ相関項のモデル化

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-c_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right)$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{c_2 + 8}{11} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) + \zeta k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{8c_2 - 2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$
$[\pi_{ij} + \pi_{ji}]_w$	$c_1 = c_1^* + c_1' f \left(\frac{L}{x_w} \right), c_2 = c_2^* + c_2' f \left(\frac{L}{x_w} \right), \zeta = \zeta^* + \zeta' f \left(\frac{L}{x_w} \right)$

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}, \quad D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$$

$$P_k = -\overline{u_k u_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_i}$$

表2 圧力・ひずみ相関項の定数系

c_1^*	c_2^*	ζ^*	c_1'	c_2'	ζ'
1.4	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.1

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。

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

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3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、計算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2に示したように、subchannel内の対称性を考慮し1/6断面とし、計算レイノルズ数は 4.9×10^4 に設定した。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 $k = U_b \times 10^{-5}$, $\epsilon = k^{3/2}/D_h$ 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、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あたる $97.5D_h$ における計算結果を実験結果と比較した。実験結果は $51.47D_h$ における測定結果であるが、計算において両者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。両結果とも混合平均速度 U_b にて無次元化してある。本計算にあたるレイノルズ数の結果が示されていないため 2.376×10^4 , 5.602×10^4 における実験結果と比較した。等値線分布より計算結果は、 $Re = 2.376 \times 10^4$ に近い結果となっている。計算結果において流路中心部に1.2の等値ラインが存在し実験とで差異が認められる。しかし、この点を除けば比較的良好に実験値を予測していると思われる。

図5は第2種二次流れベクトルの計算結果を、 $X_1 = 10.4D_h$, $17.5D_h$, $97.5D_h$ の位置にて示したものである。 $17.5D_h$ は流路中心部での主流方向速度が最大値を

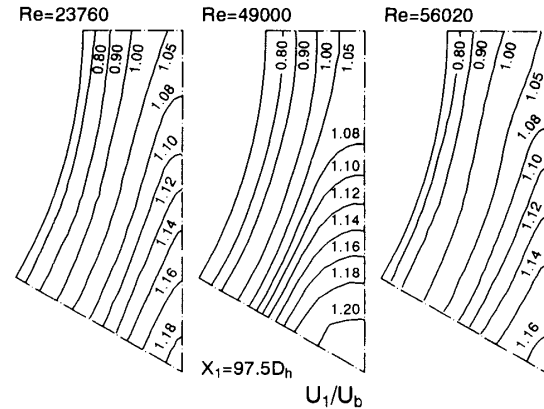


図4 主流方向速度等値線比較

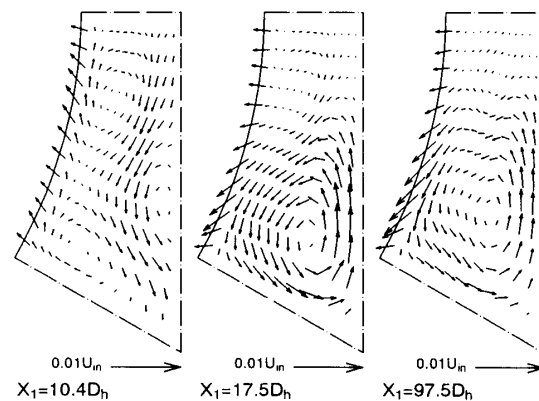


図5 第2種二次流れベクトルの発達

示す位置であり壁面より発達した境界層が互いに干渉し合う位置に相当する。計算結果より二次流れの発達は複雑でありその強度は最大でも混合平均速度の0.6%程度と他の非円形断面管路内乱流場とは大きく異なる。入口部近傍にて X_2 軸より X_3 軸に沿って流路中心部に向かう右回りの湾曲した二次流れは、完全発達領域においては、回転が逆転し左回りの大きな渦と、その上部領域に存在するわずかな右回りの二次流れとに変遷していく様子が理解できる。しかし、上部領域における二次流れ強度は、図5より明らかなように非常に微弱である。

Trupp-Azad⁽¹⁾の実験結果には、二次流れの強度の結果は示されていないため、ここではKjellstrom⁽³⁾の示した実験結果との比較を試みる。ただし、レイノルズ数 $Re = 14.9 \times 10^4$, $P/D = 1.217$ における結果である。図6は、この第2種二次流れを構成する円周方向速度を、彼らの実験結果と比較したものである。実験においては、円筒座標上で測定を行っているため、計算結果は座標変換し比較している。 $\theta = 18, 24^\circ$ の実験との比較よりこの領域にて左回りの二次流れが存在することが両結果より理解できる。また $\theta = 12^\circ$ の $y/\bar{y}$

$=0.6$ 近傍にて、実験結果は極小値をもつ分布を示しているが計算においても同様の現象が認められる。ただし、実験においてこの現象が測定の不確かさの範囲に収まっているかどうかは不明である。 $\theta=6^\circ$ において、計算結果は非常に微弱な二次流れを予測しているが、実験結果はこの領域においても比較的高い値を示

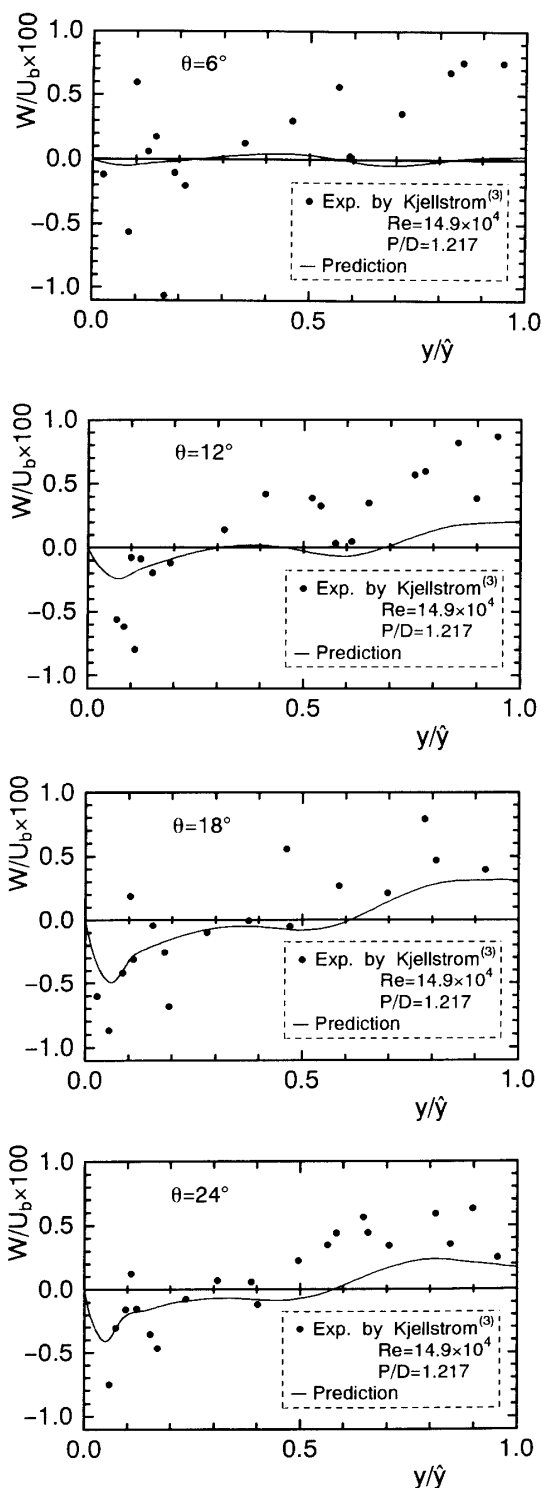


図6 第2種二次流れ強度の比較

しており、両者で異なる結果となっている。実験結果は、ばらついた結果となっているが、二次流れの最大強度は1%以下と小さな値を示している点は、計算結果と共通している。Carajilescov-Todreas⁽²⁾ は、 $P/D=1.123$ の円管群路にて、測定系の不確かさを考慮して、二次流れは混合平均速度の0.67%以下であろうと予測している。また、Trupp-Azad⁽¹⁾ は、測定した実験結果を基に混合平均度の0.5%程度であることを予測し報告しているが、本計算結果は彼らの実験からの考察と符号する結果となった。

図7は、管摩擦係数 f の計算と実験とを比較した結果である。管摩擦係数は、実験同様以下の式より算出した。

$$f = \frac{D_h(-\partial P/\partial X_1)}{\rho U_b^2/2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

図7 中点線で示すラインは円管の管摩擦係数を示している。計算、実験とも円管の管摩擦係数値より大きな値をとることは共通しているが、計算結果は0.0326と実験値の0.0242より高い値を示す結果となった。

4.2 変動速度の比較 図8は $X_1=10.4D_h$, $17.5D_h$, $97.5D_h$ の位置における乱流エネルギー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。乱流エネルギーの最大

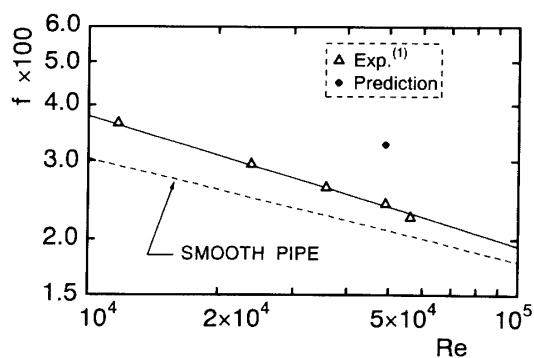


図7 管摩擦係数の比較

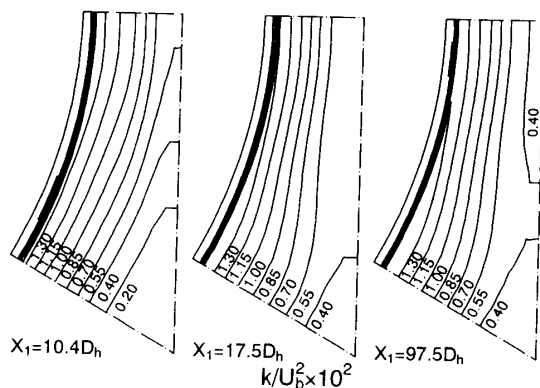


図8 乱流エネルギーの発達

値は、 X_2 軸と対向する対称軸側の壁面近傍に存在することが理解できる。

図 9 は、この乱流エネルギーの実験値を計算結果と比較した結果である。各値は平均摩擦速度 $\overline{U}^*$ にて無次元化してある。図 9 より X_3 軸近傍にて、計算は実験値を比較的良好に予測するのに対して、壁面近傍では計算結果は実験結果に対し高い値を予測している。また、その最大値は $\theta=30^\circ$ にて認められる。一方、実験結果は、壁面近傍にて θ による乱流エネルギー値の相違は顕著には認められない。

図 10 は、主流方向の変動速度 u の実験、計算結果を比較したものである。計算結果の傾向は、先に示した乱流エネルギーの結果と同様な傾向を示している。実験においても、実験における乱流エネルギーのそれと同様な傾向を示しているが、 $\theta=30^\circ$ において変動速度の最大値が認められ、計算結果と一致することが乱流エネルギー分布と異なっている。

図 11, 12 は $X_1=10.4D_h$, $17.5D_h$, $97.5D_h$ の位置における断面方向変動速度 $\overline{u}_2^2$, $\overline{u}_3^2$ の計算結果を示したものである。いずれの結果においても、その等値線分布は助走区間入口部より大きな変化を示すことなく発達することが理解できる。また特徴的な点として、水平方向の速度変動 ($\overline{u}_2^2$) は、 X_2 軸と対向する対称軸側

の壁面近傍にその最大値が存在するのに対し、垂直方向速度変動 ($\overline{u}_3^2$) は壁面に沿って最大値が存在することを指摘できる。

次に直交座標上の上記変動速度を円筒座標上に変換し実験結果と比較する。図 13, 14 は、それぞれ半径方向の変動速度 v 、円周方向の変動速度 w の実験、計算結果を比較したものである。図 13 の半径方向変動速度 v の比較より、計算結果は比較的良好に実験値を予測していることがわかる。また、計算においてその最大値は $\theta=30^\circ$ において認められるが、実験においても顕著ではないものの、同一角度にて認められる。この変動速度 v が $\theta=30^\circ$ において高い値を示すのは、当該壁面とこの角度に沿って対向する壁面との間隔が $\theta=30^\circ$ において最も大きく、半径方向の変動速度を抑制する効果が小さいことによるものと考えられる。これに対し、図 14 より円周方向変動速度 w は、いずれの角度においても壁面近傍にて比較的高い値をもつことが計算結果よりわかる。実験結果もこの点で符合する結果となっているが、計算結果は実験値より大きな値を予測する結果となった。

図 15, 16 は $X_1=10.4D_h$, $17.5D_h$, $97.5D_h$ の位置に

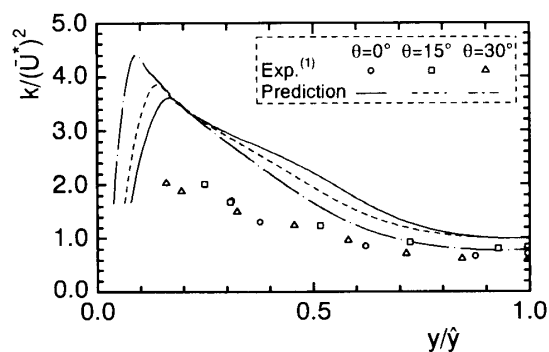


図 9 乱流エネルギー分布の比較

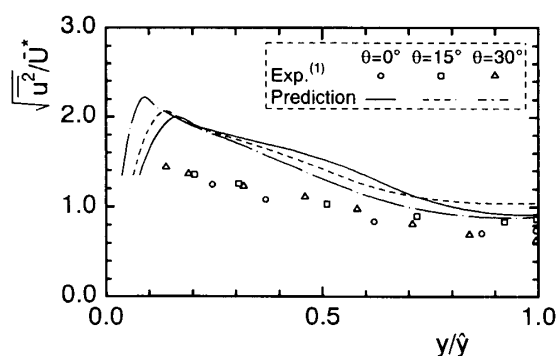


図 10 主流方向変動速度 u の比較

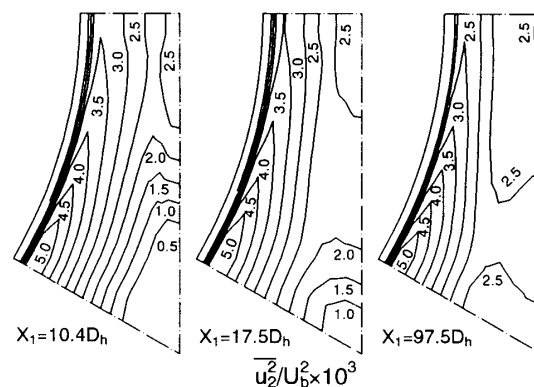


図 11 変動速度成分 $\overline{u}_2^2$ の発達

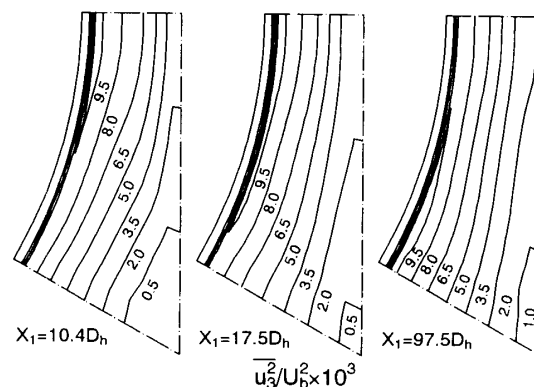
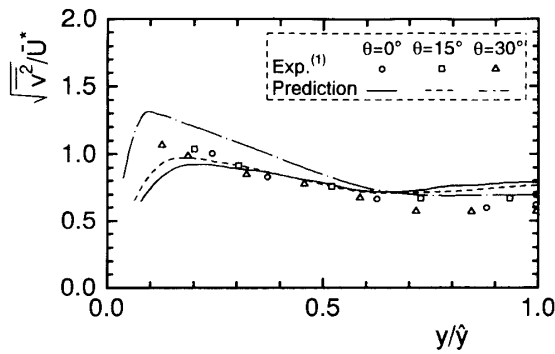
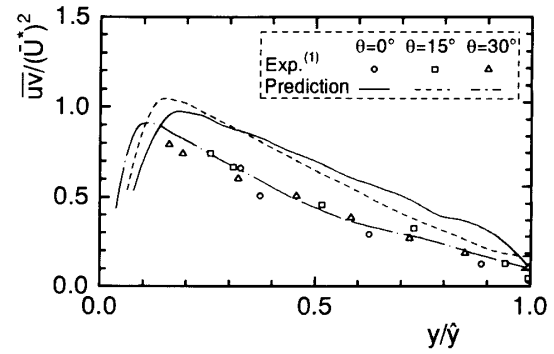
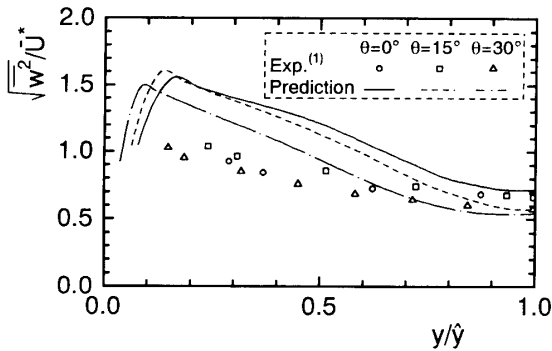
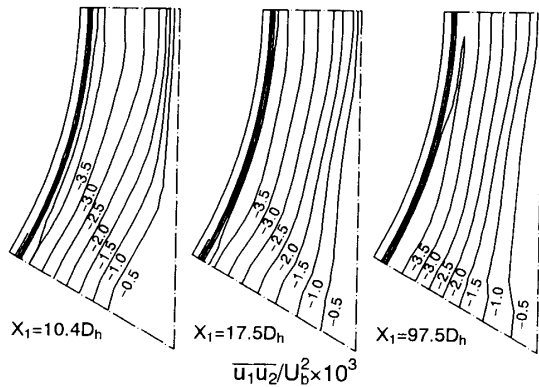
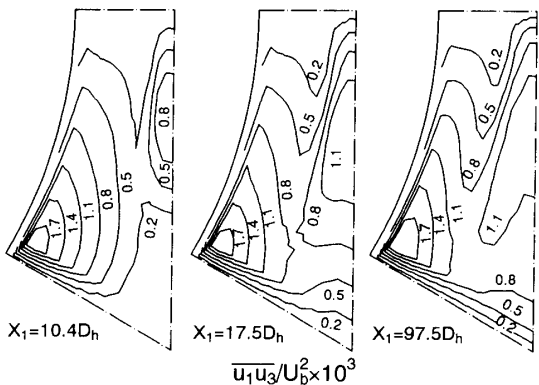


図 12 変動速度成分 $\overline{u}_3^2$ の発達

図 13 半径方向変動速度 v の比較図 17 セン断応力 $\overline{uv}$ の比較図 14 円周方向変動速度 w の比較図 15 セン断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の発達図 16 セン断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の発達

おけるせん断応力 $\overline{u_1 u_2}$, $\overline{u_1 u_3}$ 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。図 15, 16 より明らかなようにせん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ は、円筒壁面と平行に等値線が発達していく様子がうかがえる。一方、 $\overline{u_1 u_3}$ は $\theta=30^\circ$ のラインが壁面と交差する領域にて最大値をとり放射状にその等値線が分布している。正方形断面⁽⁵⁾、三角形断面⁽⁶⁾、あるいはだ円断面管路⁽⁷⁾ などにおいて、これらのせん断応力のいずれかは、零ラインを挟んだ異符号領域を形成することが報告されている。これは、第 2 種二次流れにより主流方向速度等値線がひずまされることに起因するものであり、この種の非円形断面管路内乱流を特徴づける現象の一つであるが、本解析結果からはこの異符号領域は、いずれのせん断応力分布からも認められない。このことは、主流方向速度等値線のひずみが小さいことを意味し、したがって、二次流れ強度が小さいことを示唆しているものと考えられる。また、両者の値を比較すると $\overline{u_1 u_2}$ のほうが大きな値を示すのは、主流方向速度の X_2 軸方向の変化が、 X_3 軸へのそれより大きいことによるためと解釈される。

図 17 は、円筒座標上におけるせん断応力 $\overline{uv}$ の分布を実験、計算とで比較したものである。 $\theta=30^\circ$ における計算結果は実験結果を比較的良好に予測しているが、 $\theta=0, 15^\circ$ における計算結果は、実験値より高い値を予測している。計算結果より、せん断応力 $\overline{uv}$ は、 $\theta=15^\circ$ の壁面近傍にて高い値を示しているが、実験結果は $\theta=35^\circ$ にて高い値を示し両者で異なる結果となっている。また、前述のせん断応力の異符号領域は、実験領域は限られるものの、実験結果においても認められない。

5. 結 論

三角形配列管群流路を対象に、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、円管群路内乱流の構造について比較的詳細な実験を行った Trupp-Azad⁽¹⁾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) 解析結果の主流方向平均速度は、流路中心部においてわずかに高い値を示し実験結果と異なるが、それ以外の領域においては比較的实验値に近い値を予測している。

(2) 第2種二次流れは流路入口近傍にて X_3 軸に沿って流路中心に向かう右回りの湾曲した渦を形成するが、完全発達領域においては、渦の回転方向は逆転し左回りの大きな渦と、その上部領域に存在するわずかな右回りの二次流れとに変遷していく。しかし、上部領域における二次流れ強度は非常に微弱である。

(3) 解析結果の第2種二次流れは、最大でも混合平均速度の0.6%程度と小さな値を予測した。これは実験解析より予測された、Carajilescov-Todreas⁽²⁾の0.67%、Kjellstrom⁽³⁾の0.8%、Trupp-Azad⁽¹⁾の0.5%に近い値となった。これらの結果は、この種の管群流路における第2種二次流れの測定が非常に難しいことを示唆している。

(4) 壁面近傍における乱流エネルギー、主流方向変動速度、円周方向変動速度を計算結果は実験結果より大きく予測する結果となった。

(5) 壁面に垂直な半径方向変動速度は、壁面近傍において X_2 軸からの角度 θ により変化し $\theta=30^\circ$ に

て、実験、計算とも最大値を示す。これに対し円周方向変動速度は、壁面近傍にて一様な強度をもつ。

(6) 本計算結果において、せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$, $\overline{u_1 u_3}$ の等値線分布には、非円形断面管路に特徴的な零ラインを挟んだ異符号領域は認められず、第2種二次流れ強度の小さいことを示唆している。

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) Tahir, A. and Rogers, J. T., *Proc. 7th Can. Congr. Appl. Mech.*, (1979), 773-774.
- (5) Melling, A. and Whitelaw, J. H., *J. Fluid Mech.*, **78** (1976), 289-315.
- (6) Aly, A. M. M., Trupp, A. C. and Gerrard, A. D., *J. Fluid Mech.*, **85**(1978), 57-83.
- (7) 杉山・秋山・八畝・若山, 機論, **60**-571, B(1994), 842-848.
- (8) Trupp, A. C. and Aly, A. M. M., *Mech. Eng. Rep.*, ER25.18, Univ. of Manitoba, Canada, (1972).
- (9) Launder, B. E. and Ying, W. H., *Heat Fluid Flow*, **3**-2 (1973), 115-121.
- (10) Bartzis, J. G. and Todreas, N. E., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **101**(1979), 628-634.
- (11) Gosma, A. D. and Rapley, C. W., *Recent Advances in Numerical Methods in Fluids*, (1980), 335-399, Pineridge Press.
- (12) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 219-221.
- (13) 杉山・秋山・芹沢, 機論, **56**-531, B(1990), 3328-3335.
- (14) 杉山・秋山・平田・上野, 機論, **57**-539, B(1991), 2269-2276.