

円形から長方形断面に変化する遷移ダクト内の乱流構造数値解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸^{*1}, 人見 大輔^{*2}

Numerical Prediction of Three-Dimensional Turbulent Structure through a Circular-to-Rectangular Transition Duct

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA and Daisuke HITOMI

Numerical analysis is used to investigate three-dimensional turbulent structure and fluid flow behavior in a circular-to-rectangular transition duct. Turbulent flow through a circular-to-rectangular duct is characterized by streamwise curvature and streamwise vorticity embedded in the boundary layer. In the calculation, an algebraic Reynolds stress model together with a boundary-fitted coordinate system is applied to a circular-to-rectangular duct in order to solve anisotropic turbulent flow precisely. The calculated results are compared with the experimental results to examine the validity of the present method. As a result of this calculation, it is found that the present method predicts well a secondary flow pattern which develops into a discrete vortex pair along the duct sidewalls. This secondary flow arises as a result of lateral skewing of the near-wall flow in the vicinity of the sidewall induced by transverse pressure gradients associated with wall curvature. Moreover, the calculated contours of six Reynolds stress components are shown for comparison with the experiment. The distortion of Reynolds stresses by the vortex pair is clearly observed as well as the primary flow. Although agreement is not perfect, the main features are reproduced by the present method using the algebraic Reynolds stress model.

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

1. 緒 言

断面形状が流れ方向に変化する遷移ダクトでは、断面形状変化により流線が影響を受ける結果、その流動挙動は複雑な様相を呈するであろうことは容易に推察される。特に乱流場において、その乱流構造は大きな影響を受け、応力場の発達挙動は二次流れの発達とともに興味あるところである。同時に断面内圧力変化による二次流れ生成という点からも興味ある現象を内在している。こうした遷移ダクトのうち円形断面から長方形断面に変化する直線管路は、工業上いくつかの分野にて応用されている。例えば航空工学の分野にて、圧力損失の低減を目的に円形断面のガスタービンエンジンから、長方形断面排気ダクトへと形状を変化させる遷移ダクトの研究が報告されている⁽¹⁾。

この種の円形から長方形断面へ遷移する管路に関して、古くは Mayer⁽²⁾ により実験的な報告が成されている。彼らは遷移ダクト長さが水力直径の 2.76, 0.69 倍で面積が一定の遷移ダクトを対象に静圧分布変化を

測定している。Taylor-Whitelaw-Yianneskis⁽³⁾ は、逆に一辺が 40 mm の正方形断面から水力直径を一定に保ちながら直径 40 mm の円形断面に変化する遷移ダクト内の時間平均速度分布を示している。彼らの実験では水力直径を一定としたことより出口断面積は入口断面積の 21.5% 減となっている。また、Patrick-McCormick⁽⁴⁾ は円形より長方形断面に変化する遷移ダクトを対象に乱流構造計測を行った最初であり、LDV より応力場の計測結果を報告している。彼らは出口長方形断面縦横比(長辺/短辺)が 3 で、長さが円形断面直径と同じ遷移ダクトと、断面縦横比が 6 で長さを円管直径の 3 倍に取った 2 種類の遷移ダクト内の乱流計測を行っている。しかし彼らの測定結果を見ると測定格子間隔が大きいレイノルズ応力分布、二次流れ分布等を正確に捕そくしているとはいえない。この二次流れ生成に関して、Miau ら⁽⁵⁾ は、断面縦横比一定で、ダクト長さの異なる 3 種類の遷移ダクトを対象に計測を行い、その計測結果を用い主流方向渦度輸送方程式の各項を評価することにより、二次流れは断面形状変化により誘起された断面内の圧力分布により生成されることを報告している。さらに、Reichert-Hingst-Okiishi⁽⁶⁾ はこの種の管路への流入条件に関し、流入部に旋回流を与えた場合の静圧分布、

* 1996 年 4 月 2 日 第 73 期通常総会講演会において講演、原稿受付 1995 年 12 月 11 日。

^{*1} 正員、宇都宮大学工学部 (〒321 宇都宮市石井町 2753)。

^{*2} 宇都宮大学大学院。

時間平均速度分布を測定することにより、その影響を検討した。その結果、旋回流のない場合に認められた二次流れが消滅することを報告している。以上に示した実験解析の一部には、乱流特性量の測定結果が示されているが、全レイノルズ応力成分を詳細に測定した報告はないこと、またそれらの計測データが数値解析手法、乱流モデル評価に寄与することを考慮し、Davis-Gessner⁽⁷⁾は全応力成分、二次流れ分布など詳細な測定を、長方形断面縦横比3、ダクト長さが入口円管直径の1.5倍の遷移ダクトを対象に報告している。

一方、この種の遷移ダクトを対象にした数値計算に関し、Lien-Leschziner⁽⁸⁾はDavisら⁽⁷⁾の実験を対象に、3種類の $k-\varepsilon$ 二方程式モデルを用い解析を行った。等方性乱流モデルなため乱流エネルギー分布のみの比較を行っているが、実験と差異が認められる。また、二次流れ分布に関しても実験と比較しているが計算では顕著な二次流れ生成が認められない。Vu-Shyy⁽⁹⁾、Agouzoul-Reggio-Camarero⁽¹⁰⁾は円形から長方形断面への遷移ダクトに90°曲がりを与えた場合のさらに複雑な流れを対象に、 $k-\varepsilon$ 二方程式モデルを用いた解析結果を報告している。

遷移ダクトに関する以上のような研究経緯より、本研究においてはレイノルズ全応力成分が詳細に示されているDavis-Gessner⁽⁷⁾の実験を対象に数値解析を行い実験と比較することにより本解析手法の妥当性、有用性、およびこの種の流れの流動挙動について考察を加えることを目的とする。その際、乱流モデルとしてはレイノルズ応力モデルを適用する。モデル化の際問題となる圧力-ひずみ相関項に対しては著者ら⁽¹¹⁾の提示モデルを用い、対流、拡散項に対してはRodi⁽¹²⁾近似を適用し代数応力モデルとした。代数応力モデルにてDavisらの実験を予測した結果は報告されていない。さらに、座標変換より境界条件の設定を容易にする境界適合座標系を適用し三次元乱流場として解析を行う。

2. 記 号

- c_p : 圧力係数
 $c_1, c_2, c_1^*, c_1', c_2^*, c_2', \zeta$: 経験定数
 D : 円管直径
 $f(L/X_w)$: 壁の影響を示す関数
 k : 乱流エネルギー
 L : 特性距離
 P_k : 乱流エネルギー生成
 R : 円管半径

Re : レイノルズ数 $= U_b D / \nu$

S_{ref} : ダクト外形周長の1/4長さ

$\overline{u_i u_j}$: レイノルズ応力

U_i : i 方向時間平均速度成分

U_b : 断面内の主流方向平均速度

U_τ : 摩擦速度

U^+ : 無次元速度 $= U_i / U_\tau$

X_i : i 方向座標軸

y_2, y_3 : 壁面からの座標軸

y^+ : 無次元距離 $= U_\tau y / \nu$

ε : 乱流散逸

ν : 動粘性係数

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 数値解析対象としたDavis-Gessner⁽⁷⁾の遷移ダクト概略図を図1に示す。流入部円管直径は $D=20.42$ cmであり出口長方形断面の縦横比は3(長辺31.58 cm)、遷移ダクト長さは91.89 cmである。図1の $X_1/R=1.0$ より円形断面は長方形断面へと遷移していくが、断面積変化は一定ではなく徐々に増加し $X_1/R=2.32$ にて入口断面積の1.1475倍の面積を取った後減少し、出口部に近づくにつれ入口断面積と等値となる。断面の外形状は以下に示す超円関数により定義されている。

$$\left(\frac{X_2}{a}\right)^\gamma + \left(\frac{X_3}{b}\right)^\gamma = 1 \quad \dots\dots\dots (1)$$

上式中 a, b, γ は主流方向座標軸 X_1 の関数として示され、その値の詳細についてはDavis⁽¹³⁾により報告されている。遷移ダクト上流部には助走区間としての直円管と長さ121.9 cmで縮流面積比20の縮流部が設けられており、助走区間円管には乱流遷移促進のため2.54 cm幅にてサンドペーパーによる粗面が設けられている。一方、遷移ダクト下流部には約89 cmの長

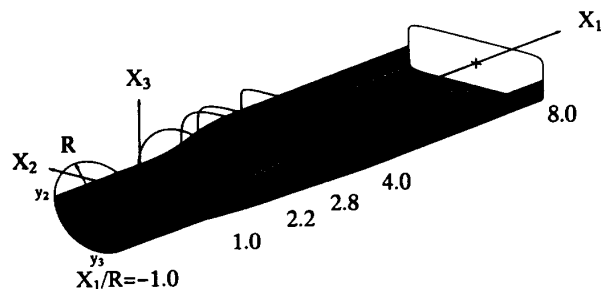


Fig. 1 Circular-to-rectangular transition duct and definition of coordinate system

方形断面管路を設け拡大管路を経て 25.4 cm の正方形管路に接続されている。

レイノルズ数は、代表速度に断面平均速度 U_b 、代表寸法に円管直径 D を用い $Re = U_b D / \nu = 3.9 \times 10^5$ である。また、計測位置は、 $X_1/R = 1.0, 2.20, 2.80, 4.0, 8.0$ の各 1/2 断面にて計測しており特に、 $X_1/R = 4.0, 8.0$ にて詳細なレイノルズ応力分布を示している。図 1 中、遷移ダクト入口は $X_1/R = -1.0$ の位置に、出口部は $X_1/R = 8.0$ に相当している。乱流計測は熱線風速計を用いている。

座標系は、図 1 に示すように主流方向を X_1 軸、これと直交する向きを X_2, X_3 軸と定義している。ただし、 X_2 軸は実験座標軸と同一方向に設定した。各軸方向の平均速度は U_i 、変動速度成分は u_i として表す。

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輸送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。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

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

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、微分方程式にて関係づけられた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⁽¹¹⁾ 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。

Table 1 Modelling of the pressure-strain correlation terms

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

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

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

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。式中 ξ, η, ζ は変換された計算平面

$$\frac{\partial}{\partial X_i} = \frac{\partial \xi}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial X_i} \frac{\partial}{\partial \zeta} \dots\dots\dots (4)$$

での座標軸であり主流方向を ζ 、断面方向を ξ, η とし計算格子に沿う座標軸と定義される。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、系の対称性を考えて全断面の 1/4 断面とした。実験では遷移ダクト上流部に縮流部とサンドペーパー粗面を有する直円管が設けられている。Davis-Gessner⁽⁷⁾ は遷移ダクトの流入部における壁面せん断応力値が完全発達乱流のそれと比較して 0.96 であることより完全発達乱流に非常に近い流れが流入していることを報告している。計算にて縮流部、粗面壁までも加味することは解法上難しいこと、実験と符合する完全発達流れに近い流れを得るにも試行計算が必要なこと、前述のように遷移ダクト流入部では完全発達流れに近いことから、計算では完全発達乱流が得られるであろう長さ $30D$ の直円管を設け解析を行うものとした。一方、遷移ダクトの出口部には出口部断面形状にて $30D$ の直管を設けた。したがって、計算における管路全長は円管直径の 64.5 倍と

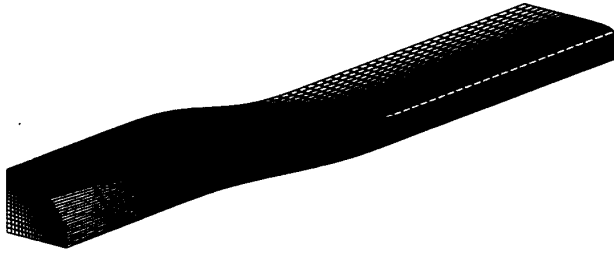


Fig. 2 Computational mesh

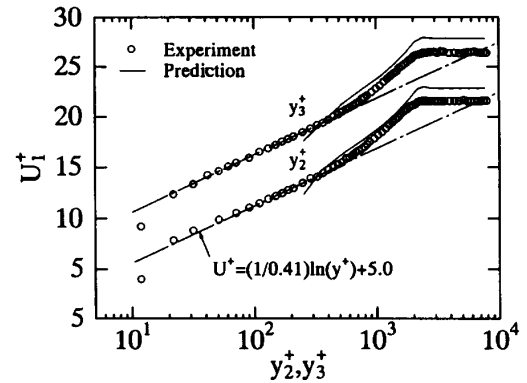
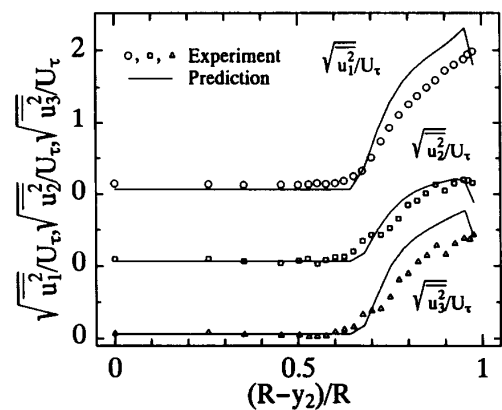
なる。また、乱流エネルギー、乱流散逸値の円管入口境界条件としては $k = U_b \times 10^{-5}$ 、 $\epsilon = k^{3/2}/D$ と小さな値を設定し、出口境界条件は、ノイマン条件とした。式の離散化は、有限差分近似により行い計算諸量の格子点配置は、Regular Grid 法によった。支配方程式の対流項差分近似は QUICK (三次精度の風上差分) を使用した。計算レイノルズ数は、実験と同一の $Re = U_b D / \nu = 3.9 \times 10^5$ である。

計算格子数は 1/4 断面で 25×20 、主流方向に 130 の計 65 000 点とした。このときの計算格子を三次元表示したものを図 2 に示す。断面内での計算格子は変化の大きな壁面近傍にて密になるような不等間隔格子とした。

4. 結果と考察

実験では 1/2 断面を、計算では 1/4 断面を対象として解析しているが、両結果を比較する際には、実験結果等値線の対称性が非常によいことを考慮して第 4 象限の実験結果を第 1 象限での計算結果と比較することとした。このとき、各象限は図 1 の座標系にて下流側に視点を置いて定義している。したがって、以下に示す比較図にて上側は計算結果を、下側は実験結果を示している。同時にその等値線間隔の値は、異なる等値ラインに示された数値の差を、それら異なる等値ラインにて挟まれた等値線間隔数にて除した値として算出できる。

4.1 流入円管部における比較 図 3 に $X_1/R = -1.0$ の y_2, y_3 軸に沿う対数速度分布を、図 4 に y_2 軸に沿う各方向の垂直応力成分を両結果にて比較した分布を示す。図 3 より速度が一定となる位置は実験、計算ともほぼ一致しており境界層厚さが両者で差のないことを示している。また、図 4 に示す結果より、計算は実験値を多少大きく予測するものの各応力の強度順位、分布等は類似の傾向を示している。したがって、遷移ダクトに流入する際の円管部における速度分布、垂直応力分布は実験と大きく異なることなく流入していることがわかる。ただし、本解析手法は高レイノルズ

Fig. 3 Comparison of streamwise mean-velocity at $X_1/R = -1.0$ Fig. 4 Comparison of normal stresses at $X_1/R = -1.0$

数形乱流モデルであり乱流エネルギー、乱流散逸の境界条件には壁関数を用いていることより粘性底層領域までは予測できない。

4.2 遷移ダクト部における平均速度場比較 図 5 は $X_1/R = 2.2, 2.8, 4.0, 8.0$ の各断面における主流方向平均速度を比較した結果である。各値は断面平均速度 U_b にて無次元化した。実験結果より流れが下流に発達するにつれ側壁での境界層が上下壁境界層に比較しより厚く発達する様子が認められる。この傾向は計算においても認められ、その値を比較しても比較的良好に予測しているが、遷移ダクト出口部に相当する $X_1/R = 8.0$ 断面においては差異が認められる。すなわち実験では 0.8 の等値ラインが大きく中心部に向かって張り出しているのに対し、計算での 0.8 の等値ラインは側壁近傍に認められる。こうした差異要因の一つとして、あるいは側壁近傍の特徴的な分布を生成している要因として断面内の二次流れを指摘することができる。次にこの二次流れを比較する。

図 6 は、図 5 と同一位置での二次流れ分布を比較した結果である。 $X_1/R = 2.2$ 断面の二次流れは上下壁から側壁に向かって生成されていることが両結果より理

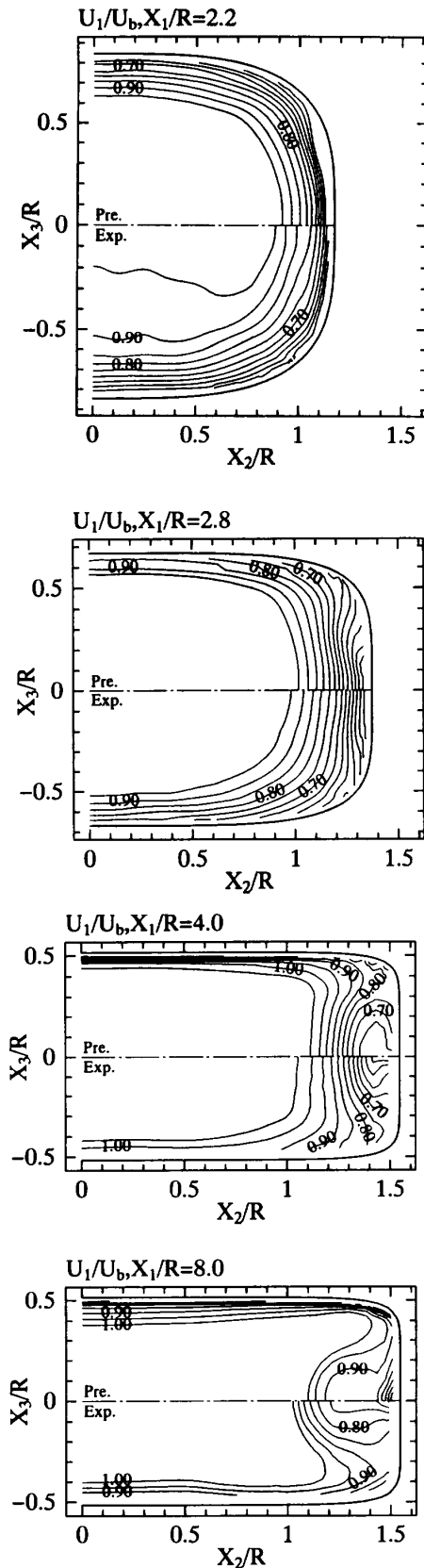


Fig. 5 Comparison of streamwise mean-velocity contours

解できる。またその値は断面平均速度の30%と比較的大きいことより圧力こう配に起因する第1種二次流れと解釈される。図7はダクト壁面に沿う静圧分布を両

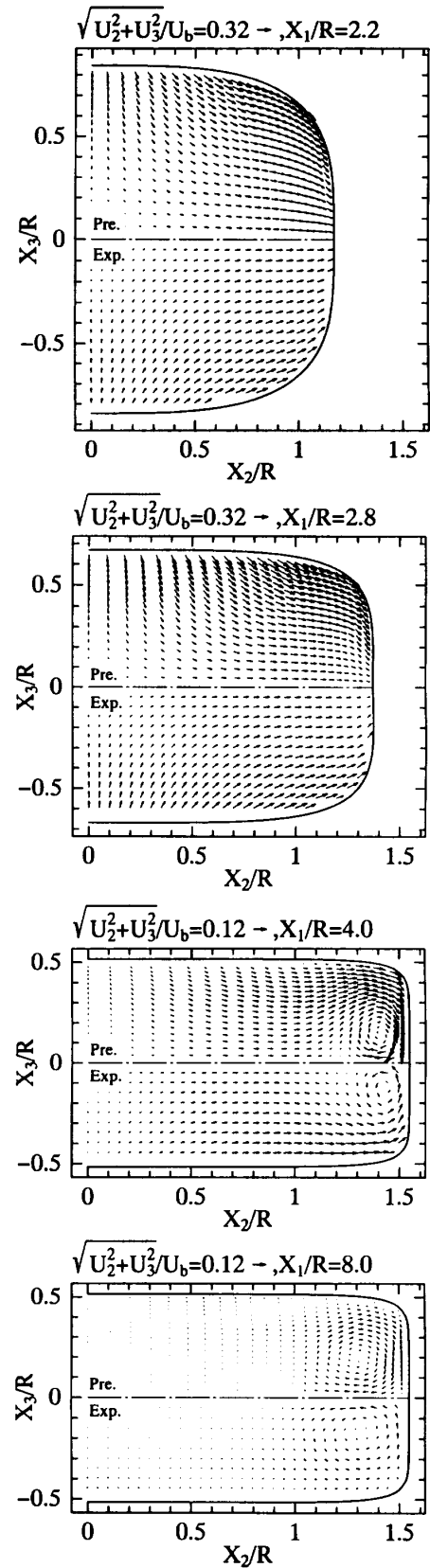


Fig. 6 Comparison of transverse mean velocity vectors

結果にて比較した分布であり $S/S_{ref}=0, 1$ の値はそれぞれ上下壁、側壁中心位置を示している。図7より $X_1/R=2.2$ での静圧分布は上下壁中心位置にて最大値

を有し側壁中心位置にて最小値を有する分布を示しておりこの圧力こう配により側壁に向かうものと解釈される。さらに $X_1/R=2.8$ 断面ではその最大、最小位置は逆転し $X_1/R=4.0$ 断面においてはさらに顕著となる。この静圧分布の逆転より、図6の $X_1/R=4.0$ 断面に認められる一対の渦対が形成されることになる。さらに下流の $X_1/R=8.0$ において静圧分布は、ほぼ一定となり圧力こう配による影響は薄れてくることを示唆している。同時にその位置での二次流れは、その強度を減衰させていることが両結果より理解できる。Lien-Leschziner⁽⁸⁾ も二次流れ分布の比較を示しているが、彼らの計算結果では $X_1/R=4.0$ での明りょうな循環流は認められず、また $X_1/R=8.0$ 断面では実験に比較

してかなり小さな値を示しており、本解析手法のほうがその静圧分布も含め、より実験値を捕そくした結果を示している。

4.3 遷移ダクト部における応力場比較 図8に $X_1/R=4.0, 8.0$ における乱流エネルギー分布の両結果の比較を示す。実験結果より特徴的な現象としてその最大値が側壁より離れた位置に認められることを指摘

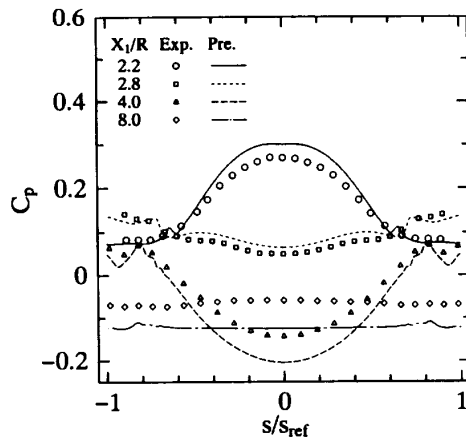


Fig. 7 Comparison of peripheral wall pressure coefficient

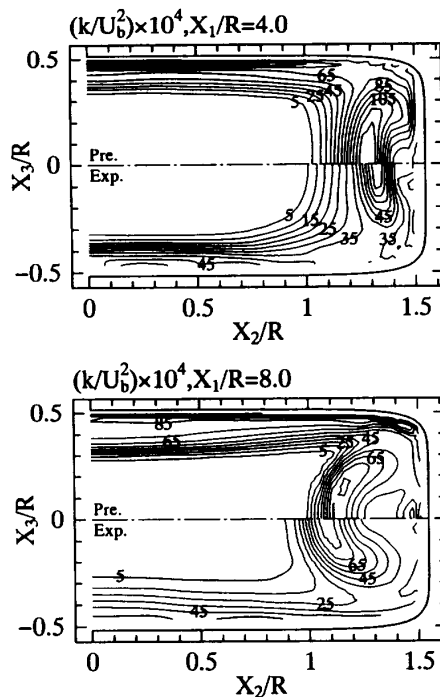


Fig. 8 Comparison of turbulent kinetic energy

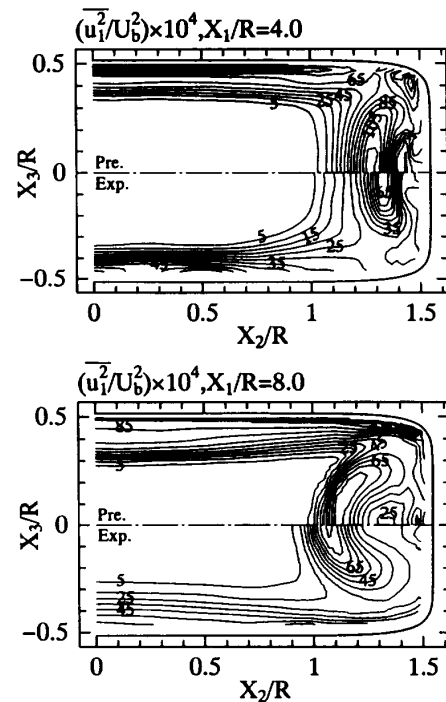


Fig. 9 Comparison of normal stress $\overline{u_1^2}$

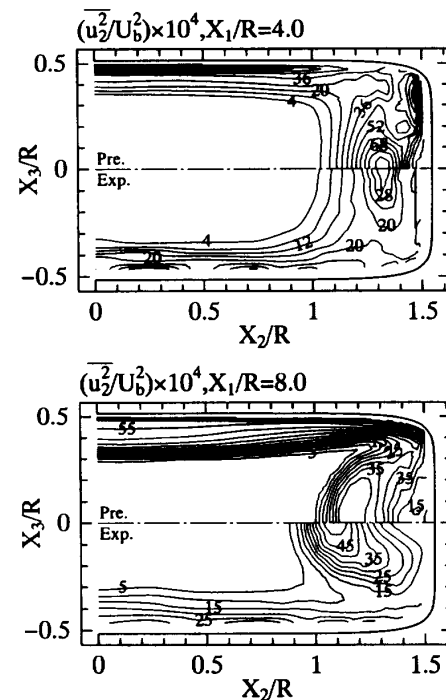
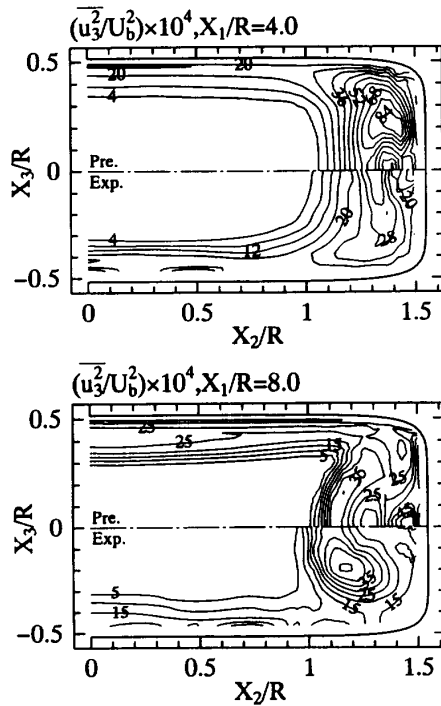


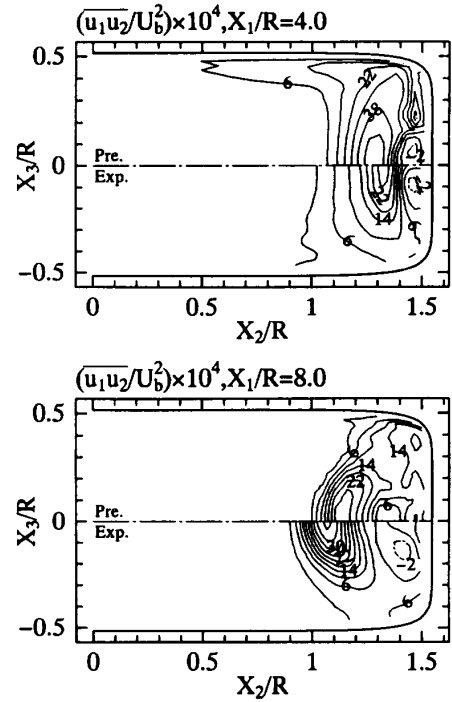
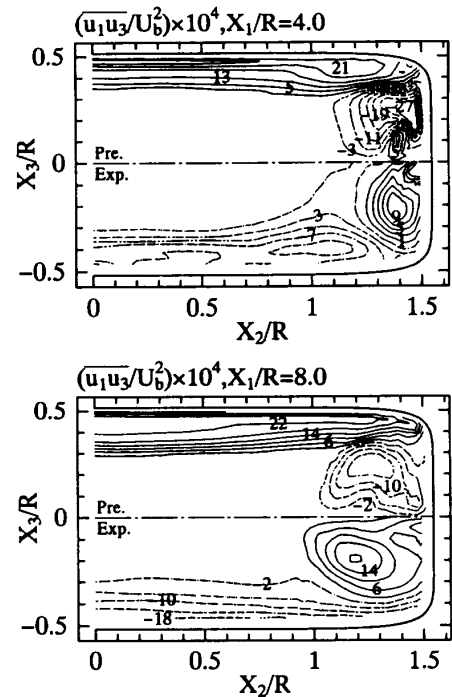
Fig. 10 Comparison of normal stress $\overline{u_2^2}$

Fig. 11 Comparison of normal stress $\overline{u_3^2}$

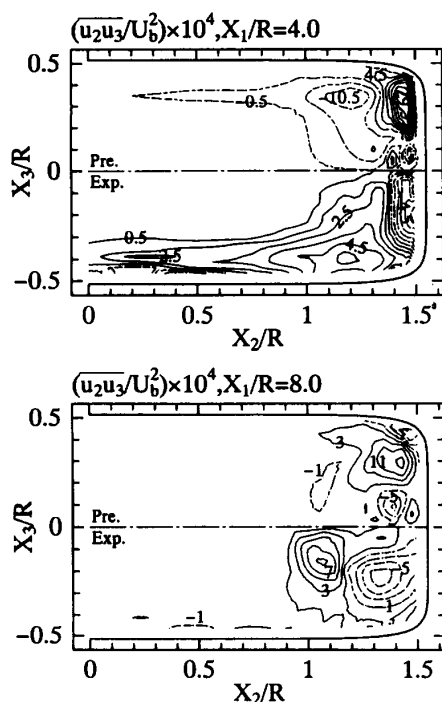
できるが、計算結果においても同様な傾向を示している。こうした現象は先の二次流れの移流効果によるものと解釈される。したがってこの種の遷移ダクト流れの乱流構造を予測するには二次流れの正確な予測が不可欠であることを示唆している。ただし、その値、例えば最大値に着目すると計算のほうが最大値を大きく予測しており実験値とは異なる。

図9～11にそれぞれ垂直応力 $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$, $\overline{u_3^2}$ の $X_1/R = 4.0, 8.0$ 断面における両結果の比較を示す。実験結果と異なる点として計算では、いずれの垂直応力の最大値も大きく予測している点を指摘できる。また、図10の水平方向速度変動 $\overline{u_2^2}$ の分布において、計算では水平壁に相当する上壁面、および側壁より離れた領域で比較的高い値が存在しているが、実験の水平壁近傍ではそれほど大きな値は存在せず実験と異なる。図11の垂直方向の速度変動 $\overline{u_3^2}$ 分布に関し、 $X_1/R = 4.0$ 断面にて計算の最大値は、上下対称軸(X_2 軸)より離れて存在し、 $1/2$ 断面では二つのピーク値を示すことになるが実験では認められない。しかし、 $X_1/R = 8.0$ 断面においては実験においても同様の現象が認められることになる。以上の相違点を除けば、計算は実験の垂直応力分布の特徴を予測している。

図12はせん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ 分布を $X_1/R = 4.0, 8.0$ 断面にて比較した結果である。 $X_1/R = 4.0$ 断面にて特徴的な点として、側壁近傍にて負の領域が存在し壁面から離れた位置では正の領域が存在することを両結果よ

Fig. 12 Comparison of shear stress $\overline{u_1 u_2}$ Fig. 13 Comparison of shear stress $\overline{u_1 u_3}$

り指摘できる。せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ が $\partial U_1 / \partial X_2$ の符号に大きく影響されることを考慮すると、この現象は、この断面での二次流れにより、側壁近傍の低速流が移流され、主流方向平均速度等値線が大きくひずまされることに起因するものと解釈される。すなわち、図5に示す等値線分布より明らかなように $\partial U_1 / \partial X_2$ の符号は、上下対称軸に沿ってその値を逆転させることにな

Fig. 14 Comparison of shear stress $\overline{u_2 u_3}$

る。したがって、 $X_1/R=8.0$ 断面の計算結果にて、側壁近傍に負の領域が認められず実験と異なるのは、二次流れによる低速流の移流効果が少なく、壁面近傍等値線の中心部に向かう張出しが認められないことに起因するものと理解される。

図 13 はせん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ 分布を $X_1/R=4.0, 8.0$ 断面にて比較した結果である。二次流れの影響よりその最大値は側壁近傍より離れた位置で認められる。上下壁においても比較的高い値が認められ、せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ 分布と異なる。計算では $X_1/R=4.0$ 断面にて比較的高い値を予測しているが、 $X_1/R=8.0$ 断面では比較的良好に実験値を予測している。

図 14 はせん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ 分布を比較した結果である。このせん断応力は、他の応力値に比較し値が小さいため測定が非常に困難な特性量である。また、せん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ は上下対称軸に関して逆符号をとることを考慮し、 $X_1/R=4.0$ 断面に着目すると計算結果は実験と類似の等値線分布を予測し、その値を大きく見積もる傾向にあることがわかる。さらに下流の $X_1/R=8.0$ 断面においては、他のせん断応力分布同様、実験の等値線分布、値を比較的良好に予測している。

5. 結 論

流路断面が流れ方向に沿って、円形より長方形断面形状へと変化する遷移ダクトを対象に代数応力モデル

ル、境界適合座標系を用い、その三次元乱流構造解析を行った。解析結果は実験と比較し、本解析手法の妥当性を検討するとともにその流動挙動について考察を加え以下の結論を得た。

(1) 各断面における主流方向平均速度等値線を比較的良好に予測することができた。

(2) 本解析手法は二次流れの遷移を、その強度とともに良好に予測した。このとき、断面内に形成される二次流れは、断面内圧力こう配と強い相関を有すること、およびその強度より第 1 種二次流れである。

(3) 乱流エネルギー、および各垂直応力分布は二次流れの移流効果よりその最大値が側壁より離れた位置に認められる特徴的な分布を示すが、計算もこうした現象を捕そくした。ただし、計算は実験値を大きく見積もる傾向にある。

(4) せん断応力分布に関しては、 $X_1/R=4.0$ 断面で実験値を大きく予測するものの遷移ダクト出口部においては比較的良好に予測した。

(5) 平均速度場、応力場ともその特徴を比較的良好に予測し、この種の流れ場での代数応力モデルの有用性を示した。

本解析を遂行するに当たり Washington 大学 Gessner 教授からは有益な助言を、NASA, Lewis 研究センター Davis 博士からは実験データの供与を受けた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Stevens, H. L., Thayer, E. B. and Fullerton, J. F., *AIAA Paper*, 81-1491(1981).
- (2) Mayer, E., *NACA Tech. Mem.*, 903(1939).
- (3) Taylor, A. M. K. P., Whitelaw, J. H. and Yianneskis, M., *NASA Contract. Rep.*, 3447(1981).
- (4) Patrick, W. P. and McCormick, D. C., *NASA Contract. Rep.*, 182286(1988).
- (5) Miao, J. J., Leu, T. S., Chou, J. H., Lin, S. A. and Lin, C. K., *AIAA*, **28**(1990), 1447-1456.
- (6) Reichert, B. A., Hingst, W. R. and Okiishi, T. H., *AIAA Paper*, 91-0342(1991).
- (7) Davis, D. O. and Gessner, F. B., *AIAA*, **30**(1992), 367-375.
- (8) Lien, F. S. and Leschziner, M. A., *Eng. Turbulence Model. Exp.*, **2**(1993), 217-228.
- (9) Vu, T. C. and Shyy, W., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **115**(1990), 199-204.
- (10) Agouzoul, M., Reggio, M. and Camarero, R., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **112**(1990), 257-263.
- (11) 杉山均・秋山光庸・芹沢寿行, 機論, **56**-531, B(1990), 3328-3335.
- (12) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 219-221.
- (13) Davis, D. O., *NASA Tech. Mem.*, 105210(1991).
- (14) 杉山均・秋山光庸・平田賢・上野智志, 機論, **57**-539, B(1991), 2269-2276.