

だ円断面管路内の三次元乱流実験解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸^{*1}
八鉄 喜規^{*2}, 若山 英樹^{*1}Experimental Analysis of Fully Developed Turbulent Flow in
an Elliptical Duct by Laser-Doppler AnemometerHitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA,
Yoshinori YAKUWA and Hideki WAKAYAMA

An experimental study of a fully developed turbulent flow in an elliptical duct with an aspect ratio 2:1 was carried out using a Laser-Doppler anemometer. Special attention was paid for the measurement of Reynolds stresses and the secondary flow of the second kind. In addition to these results, axial mean velocity and turbulent intensity of the central region were measured in the developing flow. Although it is very difficult to measure the secondary flow of the second kind because of its small intensity, this measurement system was able to determine a large eddy caused by the secondary flow in a quarter cross section. At the same time, a clear statement of the distribution of five of the six Reynolds stresses was clarified, showing their characteristic aspects. The axial mean velocity of the central region reaches maximum intensity in the middle of developing. This maximum intensity is a result of shear layer interaction effects as the boundary layers developing along the wall of the elliptical duct begin to merge.

Key Words: Turbulent Flow, Secondary Flow, Reynolds Stress, Laser-Doppler Anemometer, Elliptical Duct

1. 緒 言

工業上使用される各種熱交換器用配管、あるいは輸送用配管等において、非円形断面管路を有する直線管路は広範に利用されている。この非円形断面の直線管路は、比較的単純な流れと思われるが、乱れの非等方性により発生する第2種二次流れにより、その主流方向速度は、らせん状の三次元的な流動挙動を示し、複雑な様相を呈する。また、第2種二次流れ強度は、主流混合平均速度の数%と非常に小さな値をもつが、主流方向等速度線、等温度線をひずませる結果、流動特性、伝熱特性に少なからぬ影響を与える。

したがって、この種の非円形断面管路内乱流に関する解析は、特に正方形断面管路を対象に、第2種二次流れを含め、各種レイノルズ応力について多くの報告がなされている⁽¹⁾⁽²⁾。一方、だ円管路は、特に熱交換器を構成する管路として利用されており、この点から、だ円管路内の伝熱特性に関する実験の報告例が見受けられる。Cain-Roberts-Barrow⁽³⁾、Barrow-Roberts⁽⁴⁾

は、だ円長短軸比の異なるだ円管路を対象とし、完全発達領域において、壁面に沿う局所ヌッセルト数を実験的に示している。また、Cain-Roberts-Barrow⁽³⁾は、長短軸比が大きくなり、レイノルズ数が小さくなると、層流と乱流が共存する領域が存在し、熱伝達を低下させることも同時に報告している。また、流動現象に関して、Cain-Duffy⁽⁵⁾、Duffy-Cain⁽⁶⁾は、長短軸比、1.5、2のだ円断面管路に対してレイノルズ数、 $2 \times 10^4 \sim 1.3 \times 10^5$ の範囲で摩擦係数値、長短軸上主流方向速度分布を報告している。彼らは、第2種二次流れについて言及しているものの、その流速については測定していない。だ円管路にも、この第2種二次流れは存在するものと思われるが、実験により測定提示された報告例はない。

以上の実験解析に対し、理論解析においては、Cain-Roberts-Barrow⁽⁷⁾の解析がある。彼らは、乱流渦動粘性係数の概念に、Van-Driestの混合長さモデル⁽⁸⁾を導入し、完全発達領域にて数値解を得ている。しかし、この種のモデルでは、乱れの非等方性を表現できず、その流動特性を正確に予測しているとはい難い。この点Gosman-Rapley⁽⁹⁾は、Launder-Ying⁽¹⁰⁾の非等方性乱流モデルを用いて完全発達領域での第2種二次流れを予測しているが、レイノルズ応力分布等について

* 平成5年5月27日 第30回伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成5年8月3日。

*¹ 正員、宇都宮大学工学部(☎321 宇都宮市石井町2753)。

*² 日産自動車(株) (☎104 東京都中央区銀座6-17-1)。

の解析結果は提示されていない。Garg-Velusamy⁽¹¹⁾は助走区間距離を考慮した解析を提示しているが、層流場である。

このように、だ円断面管路に関しては、乱流特性量を詳細に報告した例は、実験、数値解析とも少ないようである。また、前述の第2種二次流れは、コーナ部に顕著に現れることからコーナ流れとも呼ばれ、正方形断面管路、三角形断面管路などにおいては、コーナ部に向かって二次流れが誘起される。この点を考慮するとだ円断面管路は、コーナ部を明りょうに定義できない特異な管路であり、その第2種二次流れの発生機構は興味あるところである。この観点より、著者らは、だ円断面管路を対象にレイノルズ応力モデル、境界適合座標系を用いた三次元計算を行い、完全発達領域における各種乱流特性量、第2種二次流れの発生機構について言及した⁽¹²⁾。

以上の経緯から、本研究においては、だ円断面管路を対象にレーザドップラーレ流速計により、第2種二次流れも含め、各種乱流特性量を完全発達領域にて測定することを目的とする。得られた結果は、すでに報告されている数値解析結果、あるいは実験結果と比較し、両者の差異分析を行い、だ円断面管路内の乱流構造を明らかにしていく。

2. 記号

D_h : 水力直径

k : 乱流エネルギー

Re : レイノルズ数 = $U_b D_h / \nu$

u_i : i 方向時間変動速度成分

$u_i u_j$: レイノルズ応力

U_i : i 方向時間平均速度分布

U_b : 混合平均速度

U_{1c} : 管路中心の主流方向時間平均速度

$\overline{u_i^2}_{1c}$: 管路中心の主流方向時間変動速度

X_i : 物理平面上の i 方向座標軸

ν : 粘性係数

3. 解析手法

3・1 実験装置 図1に実験装置の構成図を示す。作動流体は水であり、循環流路を形成している。ポンプより吐出された水は、ポンプ吐出し側の弁により流量調節され、装置下部の直管パイプに設けられたオリフィスにより流量管理がなされる。その後、整流格子板、縮流部を経てだ円断面管路に流入する。流路はだ円形状をしておりその長軸は64 mm、短軸は32 mm、長短軸比は2である。完全発達流を得るために約4 mの

助走区間距離が設けられており、Test Section部は、入口より $X_1/D_h = 84.6$ の位置に設定してある。

図2にTest Section部の概略図、ならびに座標系を示す。主流方向を X_1 、短軸、長軸方向を、おのおの X_2 、 X_3 と定義している。測定領域は、系の対称性を考慮して、図2中の斜線部にあたる1/4断面とした。Test Section部は厚さ2 mmのアクリルにて製作されており、全長は64 mmである。さらにレーザが入射するTest Section部の中央部には、切欠部を設け、内側より0.1 mm厚さの透明シートを全面にちょう付した。このとき、ちょう付した状態で規定寸法となるよう設計し、上流、下流管路との段差発生を防いだ。さらに、Test Section部は、その全体が直方体形状の水槽に没する構造となっている。このような構造とすることにより、だ円壁面近傍における入射レーザ光の屈折を極力抑え、正確な位置決めを確保した。

3・2 計測システム 計測装置は、2 Wのアルゴンイオンレーザ光源、カウンタタイプ信号処理器、測定時間ステップを決めるタイマユニット、プローブ、パーソナルコンピュータより構成されている。レーザ光源より発振されたレーザビームは分光光学系で、515.5 nm(Green)と488 nm(Blue)の2本のビームに分光、ブラックセル(80 MHz)で周波数シフトされ、さらに伝送用光ファイバによりプローブに送られる。

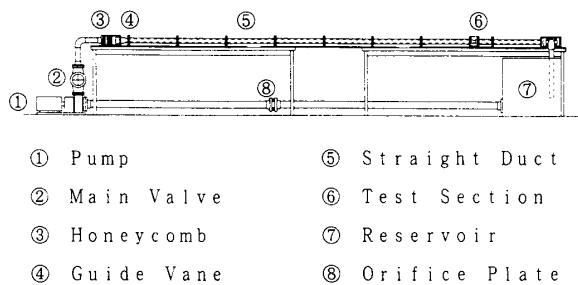


図1 実験装置構成図

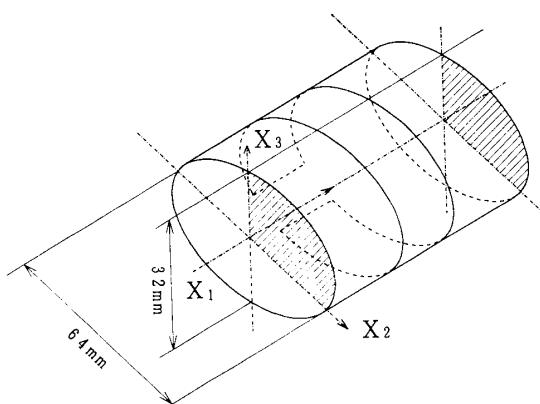


図2 Test Section部概略図

プローブは、 $500\text{ mm} \times 200\text{ mm} \times 200\text{ mm}$ の可動範囲をもつ三次元トラバース装置に装着されており、トラバース装置の最小可動範囲は 0.1 mm である。

図3は測定体積の概略を示したものである。本計測システムの場合、プローブに設けられた収束レンズの焦点距離は、 $f=120\text{ mm}$ で、交さ角 ϕ (Green) = 14.44° 、 ϕ (Blue) = 14.52° であることにより、短軸 $d_m = 0.06\text{ mm}$ 、長軸 $l_m = 0.49\text{ mm}$ の回転だ円の体積を有することになる。測定体積内のレーザ干渉じまの間隔は、 d_f (Green) = 2.046 nm 、 d_f (Blue) = 1.931 nm で、共にフリンジ数は32本、ビーム直径は $d_0 = 1.2\text{ mm}$ である。測定体積を通過する粒子による散乱光は、プローブ内のフォトマルレンズにより集光し、受光光学系に送られる後方散乱方式である。こうして得られるドップラー周波数 f_d と、粒子速度 v との間には、次の関係式が成り立つ。

$$v = \frac{\lambda(f_d - f_s)}{2 \sin(\phi/2)} = d_f(f_d - f_s) \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

上式において、 f_s は、シフト周波数、 d_f は、フリンジ間隔である。測定に際してのシフト周波数は、 0.2 MHz であり、測定時間ステップは 5 ms 、測定データ数は 4 096、壁面近傍では、その2倍として計測した。また、測定の際に使用した散乱粒子径は、 $6\text{ }\mu\text{m}$ 程度のものを用いた。この散乱粒子径については、予備実験を行い、最も高いデータレイット(入力された信号パルスに対する有効に処理されたパルス数の比)を示した粒子径を用いている。

また、良質のドップラー信号が得にくい壁面近傍においては、ハイパス、ロウパスフィルタ調整によるペデスタル、ノイズの除去、散乱粒子増量等の処置を入れ念に行った。その際、オシロスコープによりドップラーレート波形、ならびに信号の連続性を同時に確認している。さらに、壁面近傍ではレーザ光の屈折、反射の影響が特に大きく、この点に関しては、前述の 0.1 mm 厚さの透明シートを測定部に設置し、そのTest Section部全体を水没させる構造とすることにより対処した。

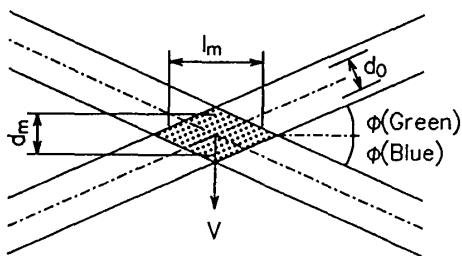


図3 測定体積概略図

3・3 実験条件 実験に際しては、実験装置が循環流路構造で、水温上昇を伴うため、温度が一定となるまで循環させ、温度一定(水温 40°C)となってから測定を開始した。測定条件は、混合平均速度($U_b = 1.59\text{ m/s}$)、水力直径($D_h = 41.5\text{ mm}$)、動粘性係数 ν により定義されるレイノルズ数で 0.988×10^5 である。また、測定ポイントは、 $1/4$ 断面当たり 78 点で、乱流特性量の変化が顕著な壁面近傍で、密になるよう設定した。

また、第2種二次流れ測定時には、GreenとBlueのレーザ光を、流れ方向に対して $\pm 45^\circ$ の角度をもつようセットし、おのおののレーザビームより測定される流速 U_G 、 U_B より、主流方向速度 U_1 、亜流方向速度 U_i ($i=2,3$)を次式より算出した。ただし、二色に分光されたレーザ光は直交している。

$$\begin{aligned} U_1 &= U_G \cos \theta + U_B \sin \theta \\ U_i &= U_G \cos \theta - U_B \sin \theta \quad (\theta = 45^\circ, i=2, 3) \end{aligned} \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

流れ方向に対するレーザビームの 45° の設定は、測定体積を管路中心にセットした状態で、 U_G 、 U_B の流速が同一値を示す位置とした。

計測の不確かさ(二乗和平方根モデル)⁽¹³⁾は、時間平均速度については、 $\pm 1.3\%$ (約 95% 包括度)、主流方向変動速度 $\overline{u_1^2}/U_b^2$ については $\pm 5.45\%$ 、亜流方向変動速度 $\overline{u_2^2}/U_b^2$ 、 $\overline{u_3^2}/U_b^2$ については、 $\pm 3.76\%$ (約 95% 包括度)である。

4. 結果と考察

4・1 平均速度場の比較 図4は、だ円断面管路中心部における主流方向速度 U_1 の、流れ方向への発達の過程を、著者らの数値解析結果と比較したものである。ただし、数値解析は実験とほぼ同じレイノルズ数 $Re = 1.0 \times 10^5$ における結果で、杉山・秋山ら⁽¹²⁾の論文に報告された数値解析結果のデータベースより導出した。以後、この種のデータベースより算出した計

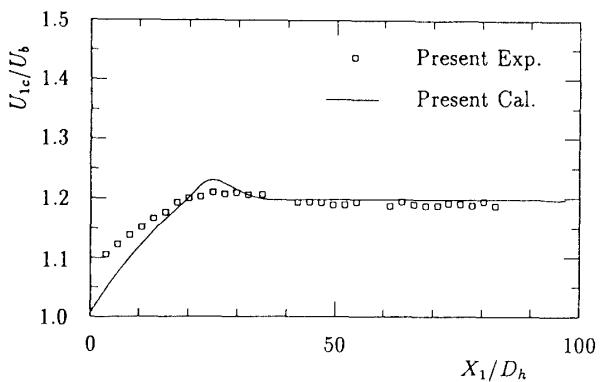


図4 中心部主流速度の発達

算結果は、Present Cal. として示す。一般に、直線管路の助走区間領域において、入口壁面より発達した境界層は、流れ方向に沿って徐々に管路中心部に向かい発達し、遂には管路中心部に到達し互いに干渉し合うことになる。この領域において主流方向速度は、ピーク値を取る。その後、干渉し合った境界層は、運動量の交換を行いながら一定値へと漸近していく。図4より両結果ともこの特徴的な現象を示しており、そのピーク値は $20 \sim 30D_h$ の間に認められる。また、Test Section 部の位置は、 $X_1/D_h = 84.6$ の位置に相当するが、図4より完全発達領域に当たることが理解できる。

図5に、主流方向速度等値線の結果を示した。測定値は、混合平均速度にて無次元化した。比較対象として、Cain-Roberts-Barrow⁽³⁾ の実験結果、杉山・秋山ら⁽¹²⁾ の計算結果を同時に示す。ただし、Cain らの実験は、レイノルズ数 $Re = 1.195 \times 10^5$ での結果である。また、実験結果との比較を明りようにするため、杉山・秋山ら⁽¹²⁾ の計算結果には、等値線を加えて表示した。Cain らの実験結果においては、第2種二次流れの

影響と思われる等値線のゆがみが、上下対称軸に当たる長軸近傍に顕著に認められる。一方、本実験結果においては、長軸近傍で等値線図の突出しが確認できるが、彼らの実験ほどの等値線図のゆがみは認められない。むしろ、本実験結果は、数値解析結果に類似の結果を示している。また、短軸近傍等値線の、二次流れによる中心部への突出しが、いずれの実験結果においても、計算結果ほど顕著には認められない。

図6に、第2種二次流れの実験結果、およびGosman-Rapley⁽⁹⁾、杉山・秋山ら⁽¹²⁾ の数値解析結果を同時に示す。Gosman-Rapley は、レイノルズ数 $Re = 2.15 \times 10^5$ で計算を行っている。正方形断面管路の1/4断面に形成される一対の二次流れとは異なり、だ円断面管路においては、1/4断面にて、1個の大きな渦が形成されることが、いずれの結果においても認められる。本実験結果の場合二次流れの最大値は、混合平均速度の2.5%であるのに対し、Gosman-Rapley は1.4%，杉山・秋山ら⁽¹²⁾ は1.6%程度である。また、その流れは、中心部から長軸に沿って壁面方向に流れ、

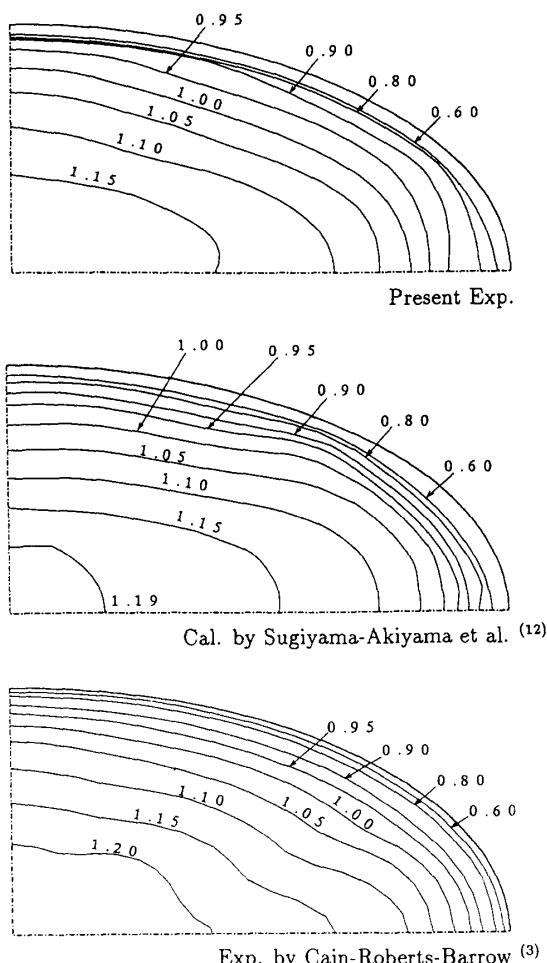
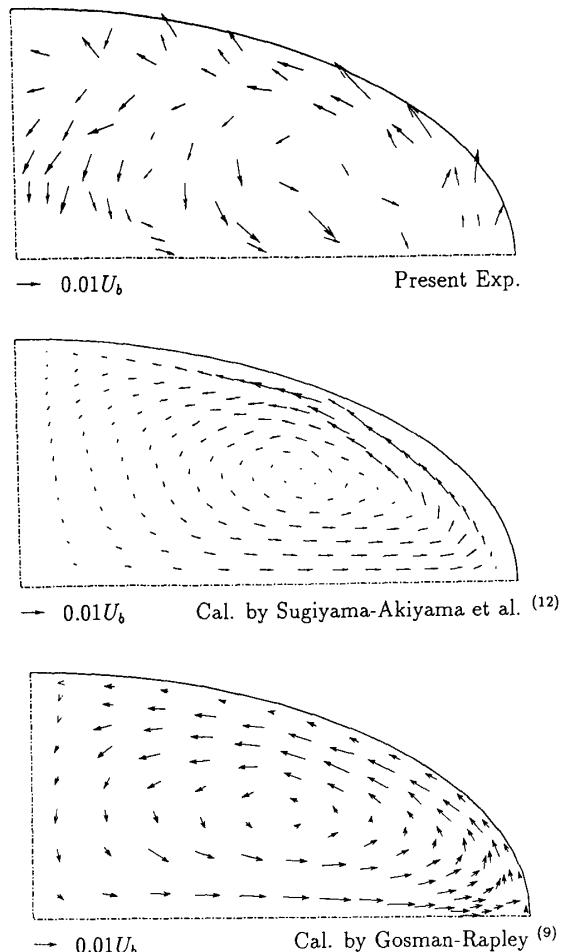
図5 主流方向速度 U_1/U_b 

図6 第2種二次流れベクトル図

壁面到達後はだ円壁面に沿って、短軸が壁面と交差する領域へと流れ。ここで方向を変え、短軸に沿って中心部に流れ大きな1個の渦を形成する。一般に、第2種二次流れはコーナ部に向かって流れることを考慮すると、だ円断面管路の場合、そのコーナ部は長軸が壁面と交差する、曲率半径の最も小さい領域に相当するものと考えられる。

4・2 変動速度場の比較 図7は、管路中心部における主流方向変動速度 $\overline{u_1^2}$ の、流れ方向への発達過程を、データベースからの導出結果と比較したものである。図5に示した主流方向速度と同様、境界層が発達し互いに干渉し合う近傍にてピーク値を示す。ただし、このピーク値を取る位置は主流方向速度がピーク値を取る位置より下流域に存在することが知られているが⁽²⁾、本実験結果で、そのピーク値は、30~40 D_h の位置に存在しており同様の傾向を示している。計算結果

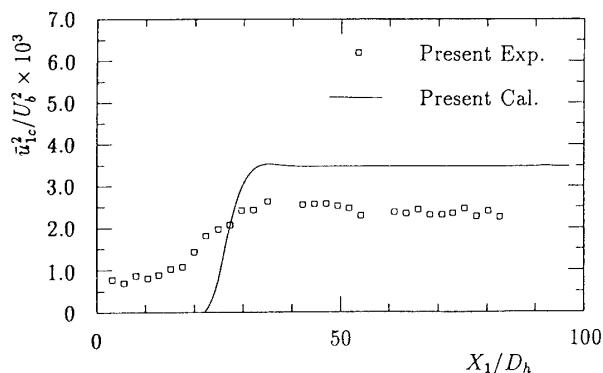


図7 中心部主流方向変動速度の発達

と比較すると、実験結果は、ピーク値までの立上りが緩慢であり、また完全発達領域において、実験値より低い値を示している。

図8に、乱流エネルギーの実験、杉山・秋山ら⁽¹²⁾の数値解析結果を示す。実験結果に特徴的な点として長軸に対向する壁面近傍にて最大値を取ること、等值線は、長軸に沿って壁面側に突き出た分布となるが、短軸近傍では、中心部に向かう等值線のひずみは認められないなどの点が指摘できる。一方、数値解析においては、二次流れによると思われる等值線のひずみが長軸、短軸近傍に認められる。また、数値計算において

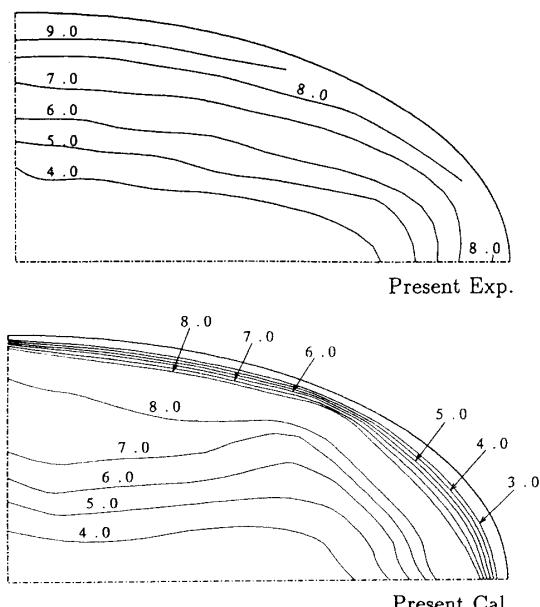
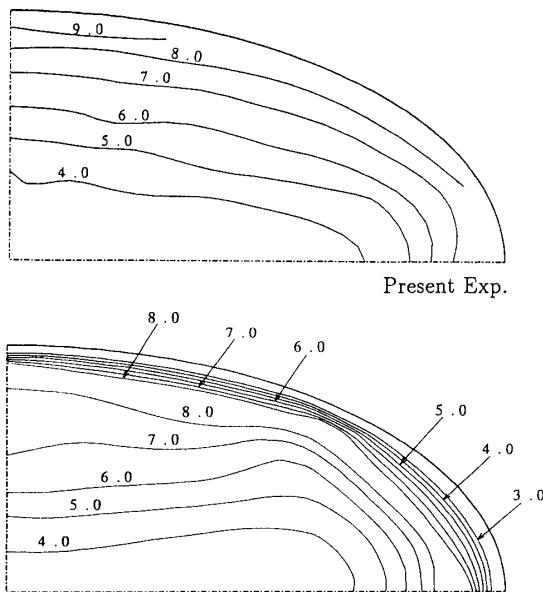


図9 主流方向速度変動 ($\overline{u_1^2}/U_b^2 \times 10^3$)



Cal. by Sugiyama-Akiyama et al. (12)

図8 乱流エネルギー ($k/U_b^2 \times 10^3$)

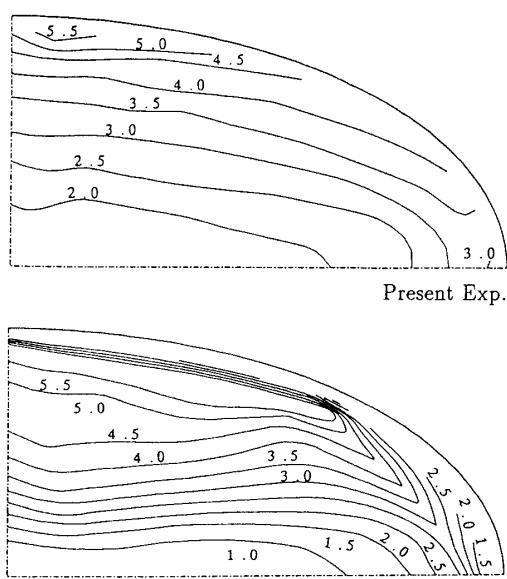
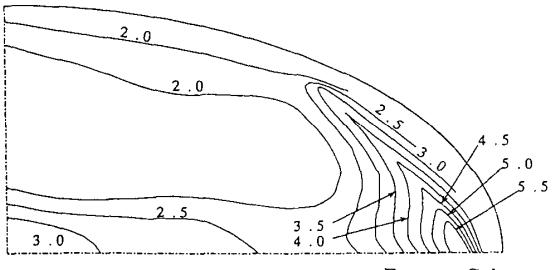
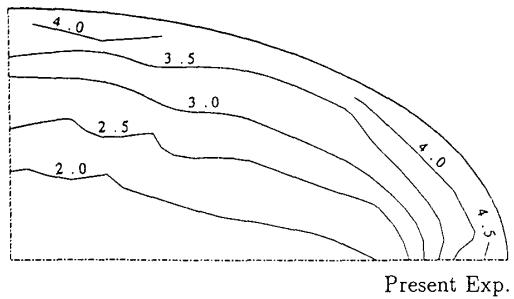
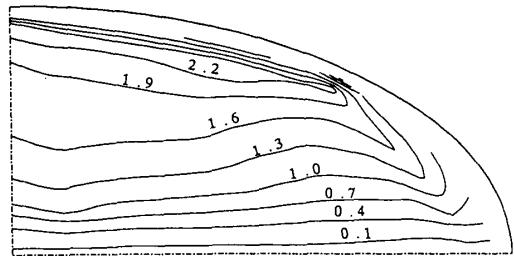
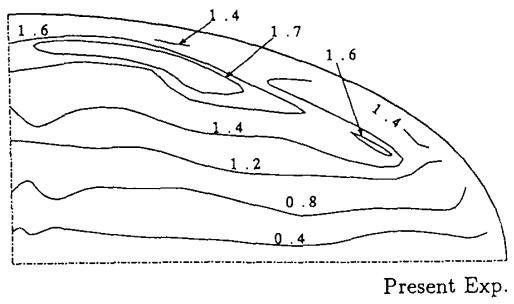


図10 長軸方向変動速度 ($\overline{u_2^2}/U_b^2 \times 10^3$)

図 11 短軸方向変動速度 ($u_3^2/U_b^2 \times 10^3$)図 12 せん断応力 ($u_1 u_2 / U_b^2 \times 10^3$)

は、その最大値が、実験に比べ壁面より離れた位置で認められ改良が必要と思われる。等価線の絶対値は、両者とも比較的類似の値を示している。

図 9 は、主流方向速度変動 \bar{u}_1^2 の実験結果を数値解析結果と比較したものである。計算結果は、データベースより導出した結果である。両結果とも、等価線分布は、先に示した乱流エネルギー分布と相似形を取ることが特徴的な点として挙げられる。したがって、前述した乱流エネルギー等価線分布における、両結果の差異の特徴がそのまま指摘できる。

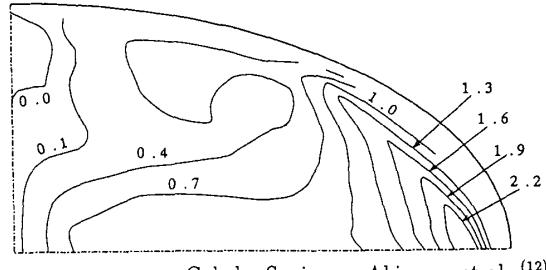
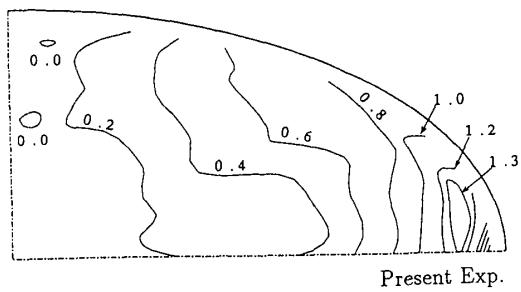
図 13 せん断応力 ($u_1 u_2 / U_b^2 \times 10^3$)

図 10 は、長軸方向変動速度 \bar{u}_2^2 の実験結果、データベースからの導出結果を比較したものである。長軸方向変動速度の等価線は、長軸とほぼ平行な分布を示し、長軸に対向する壁面近傍にて最大値を取り、中心部に向かって減少することが実験、計算結果より認められる。また、等価線 3.5 のラインは、中心部より長軸が壁面と交わる領域に向かって伸びているが、この壁面による乱れの抑制により壁面近傍まで伸びていけない様子が両結果から読み取れる。この傾向は計算結果において顕著である。

図 11 は、短軸方向速度変動 \bar{u}_3^2 の実験結果、データベースからの導出結果を比較したものである。実験結果において、その最大値は、長軸が交差する壁面近傍と、長軸に対向する壁面近傍にて認められる結果となった。しかし、後者の位置における高い値は、レーザ光の屈折を極力抑え、正確な位置決めを確保するためちょうど付した厚さ 0.1 mm の透明シートに起因するものと考えられる。すなわち、厚さ 0.1 mm シートの剛性不足により、短軸方向速度変動が抑制しきれていないものと解釈される。したがって、この領域にダイヤルゲージを当てるとき微小振動が認められ、他の領域には認められなかった。この点を除けば、実験結果の傾向は、計算結果の傾向と一致しているものと考えられる。

図 12 は、せん断応力値 $\bar{u}_1 u_2$ の実験結果、計算結果を比較したものである。実験結果より、せん断応力 $\bar{u}_1 u_2$ は長軸に対向する壁面近傍にて最大値を取った後、長軸とほぼ平行な等価線を保ちながら中心部に発

達する様子がうかがえる。計算結果も同様な特徴を示している。壁面近傍の最大値は、計算結果のほうが多い大きな値を示しており、実験値と異なる。

図13は、せん断応力値 $\overline{u_1 u_2}$ の実験結果、計算結果を比較したものである。実験結果より、せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ は長軸が壁面と交差する壁面近傍にて最大値を取り中心部に進むにつれ減少する傾向にあることが理解できる。また、特徴的な現象として短軸近傍において零の等值ラインが認められる。この零ラインを狭んだ異符号領域は、正方形断面管路⁽²⁾、あるいは正三角形断面管路⁽¹⁴⁾においても報告されており、第2種二次流れにより主流方向速度等值線がひずまされる結果発生するものと解釈される。だ円断面管路においても、前述のように、せん断応力の異符号領域はわずかではあるが認められ、この種の非円形断面管路に特徴的な現象の一つと考えられる。一方、数値解析においても同様の現象が認められる。計算結果は、実験結果に比べ等值線図のひずみが大きいが、この点を除けば実験結果を比較的良好に予測している。

5. 結 論

だ円断面管路は、特に熱交換器などの管路として多用されているが、その乱流構造を詳細に報告した例は、実験、数値解析とも少ない。本解析では、このだ円断面管路を解析対象とし、レーザドップラーフロードリフトにより、第2種二次流れも含め、各種乱流特性量を完全発達領域にて測定し、次の結論を得た。

(1) 断面中心部の主流方向速度は、助走区間途中にて最大値を取った後、減少しながら一定値へと漸近していく。この最大値を取る位置は、境界層が互いに干渉し合い、運動量交換が最も盛んに行われる位置と解釈される。また、中心部の乱流エネルギーが最大値を取る位置は、主流方向速度が最大値を取る位置より下流に存在する。

(2) だ円断面管路の1/4断面において、第2種二次流れは1個の大きな渦を形成する。その流れは、中心部から長軸に沿って壁面方向に、壁面到達後、壁面に沿って短軸が壁面と交差する壁面側へと流れる。こ

こで方向を換え、短軸に沿って中心部に向かって流れ、一つの大きな渦を形成する。

(3) 主流方向速度等值線において第2種二次流れの等值線のひずみ程度は、長軸側で顕著である。

(4) 主流方向速度変動、長軸方向速度変動は、長軸に対向する壁面近傍にて最大値を取り、短軸方向速度変動は、長軸が壁面と交差する近傍にて最大値を取る。

(5) だ円管路においても、せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ 分布においては、短軸近傍にわずかではあるが異符号領域が認められ、正方形断面、三角形断面管路において従来指摘されている現象と符合する。

最後に、本実験を進めるに際し、実験装置についてアイソタイプ社 茂木辰雄氏、測定に関しては日本カノマックス株式会社 小西和登、坂本享両氏のご助言をいただいた。ここに記して感謝の意を表する。

文 献

- (1) Brundrett, E. and Baines, W. D., *J. Fluid Mech.*, **19** (1964), 375-394.
- (2) Melling, A. and Whitelaw, J. H., *J. Fluid Mech.*, **78** (1976), 289-315.
- (3) Cain, D., Roberts, A. and Barrow, H., *Wärme Stoffübertrag.*, **2**(1973), 101-107.
- (4) Barrow, H. and Roberts, A., *Proc. 4th Int. Heat Transf. Conf.*, (1970), Paper No. FC 4. 1.
- (5) Cain, D. and Duffy, J., *Int. J. Mech. Sci.*, **13**(1971), 451-459.
- (6) Duffy, J. and Cain, D., *Aeronaut. J.*, (1972), 371-373.
- (7) Cain, D., Roberts, A. and Barrow, H., *Proc. I. Mech. E. Conf. Compact High Duty Heat Exchang.*, (1972), 39-46.
- (8) Van Drist, E. R., *J. Aeronaut. Sci.*, **23**(1956), 1007-1011.
- (9) Gosman, A. D. and Rapley, C. W., *Recent Advances in Numerical Methods in Fluids*, (1980), 335-399, Pineridge Press.
- (10) Launder, B. E. and Ying, W. H., *Heat Fluid Flow*, **3-2**(1973), 115-121.
- (11) Garg, V. K. and Velusamy K., *Int. J. Eng. Fluid Mech.*, **2**(1989), 177-196.
- (12) 杉山・秋山・二宮・斎藤・平田, 機論, **58-554**, B(1992), 2995-3002.
- (13) 日本機械学会訳、計測の不確かさ、(1987), 3-16, 丸善。
- (14) Aly, A. M. M., Trupp, A. C. and Gerrard, A. D., *J. Fluid Mech.*, **85**(1978), 57-83.