

二次元曲がり流路内乱流に関する実験的研究*

(速度変動の空間・時間相関とスペクトル)

小林 睦夫*¹, 前川 博*¹
清水 康隆*², 内山 貢悦*³

An Experimental Study on a Turbulent Flow in a Two-Dimensional Curved Channel

(Space-Time Correlation and Spectra of Velocity Fluctuations)

Mutsuo KOBAYASHI, Hiroshi MAEKAWA,
Yasutaka SHIMIZU and Kouechi UCHIYAMA

The space-time correlations and power spectra of velocity fluctuations are measured in two-dimensional turbulent flows through curved and straight channels. Noticeable differences are found between the experimental results of the two channels. While the effective power spectrum in the straight channel has only one maximum, that in the curved channel has two maxima on both sides of a wave number corresponding to the dissipation length. The spanwise correlation of radial velocity fluctuations in the curved channel takes a large negative maximum at a distance of about half the channel width. The streamwise integral length scales in the outer-wall side of the curved channel increase by about ten times those in the straight channel. These results indicate that intensive large-scale eddies which are unsteady but resemble Taylor-Görtler vortices exist in the curved channel.

Key Words: Internal Flow, Turbulent Flow, Vortex, Curved Channel, Measurement, Power Spectrum, Correlation, Large-Scale Eddy, Scale of Turbulence

1. ま え が き

Wattendorf⁽¹⁾は二次元曲がり流路内乱流の時間平均速度分布を測定し、それが平行平板流路(真直流路)内のそれとは大きく異なることを初めて見いだした。以来、流線が曲率を持つせん断乱流は多くの研究者の興味の対象となり、その原因の解明に向けて多くの研究が行われている。曲がるせん断乱流の特徴的な輸送特性の主因として、曲率半径方向の乱流法線応力が平均流と乱れの干渉により直接に生産され、その生産率は乱流せん断応力が正および負の領域でそれぞれ負および正となり、結果として乱流エネルギーや乱流せん断応力の減少および増大が引き起こされることが指摘されている。すでに著者ら⁽²⁾⁽³⁾は、曲がるせん断乱流の代表例として、十分に長い真直流路の下流に接続した曲がり流路内で発達する二次元乱流を取り上げ、時間平均速度、乱流応力および主要な一点三重・四重速度相関を測定し、主として乱れの生産の見地から実験

結果を考察した。

Hunt-Joubert⁽⁴⁾は整流した流れを曲がり流路内に導いて実験を行い、定常なTaylor-Görtler渦の発生を裏づける結果を得ている。また、Moser-Moin⁽⁵⁾は緩い曲率を持つ曲がり流路内の発達した低レイノルズ数の流れについてDNSを行い、このような渦の解を得ている。これに対して、Wattendorf⁽¹⁾や著者ら⁽²⁾⁽³⁾が用いた実験装置の場合、Dean⁽⁶⁾が報告したように、断面アスペクト比が7を超えると定常なTaylor-Görtler渦は消失し、流れは二次元的になるとされている。既報⁽²⁾⁽³⁾の時間平均速度や一点多重速度相関などの測定結果においても、このような定常な大規模渦は有意に検出されず、乱流応力や乱れの一点多重相関は流路中央部で完全に二次元的であった。しかし、凹面に沿う乱流境界層の可視化実験を行ったBarlow-Johnston⁽⁷⁾が明らかにしたように、たとえ十分に長い(100s程度の)観測時間では二次元的に見えても、スパン方向に不規則に揺れ動く非定常な大規模渦が存在する可能性を否定する証拠はない。本報告では、既報⁽²⁾⁽³⁾と同じ曲がり流路において速度変動の波数スペクトルや時間・空間相関を測定し、真直流路におけるそれらとの比較から、非定常な大規模渦が確かに存在し、これにより運動量輸送特性などが大きく影

* 平成2年11月3日 北陸信越支部北陸地方(富山)講演会において講演、原稿受付 平成3年6月19日。

¹ 正員、新潟大学工学部(〒950-21 新潟市五十嵐2の町8050)。

² 准員、(株)東芝 浜川崎工場(〒210 川崎市川崎区浮島町2-1)。

³ 学生員、新潟大学大学院。

響されることを明らかにする。

主な記号

- t : 時刻
 (x_1, x_2, x_3) : 直交座標系
 (x, y, z) : デカルト座標系
 (ϕ, r, z) : 円柱座標系
 ν : 空気の動粘性率
 r_i, r_o, b : 内壁半径, 外壁半径, 流路幅 $= r_o - r_i$
 τ, z' : 時間間隔, スパン方向間隔
 U, U_m : 流れ方向時間平均速度, 断面平均速度
 (u_1, u_2, u_3) : 変動速度の (x_1, x_2, x_3) 成分
 (u, v, w) : 変動速度の (x, y, z) または (ϕ, r, z) 成分
 f, x : 周波数, 波数 $= 2\pi f/U$
 $\overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{w^2}, \overline{uv}$: 乱流応力 [式(2)]
 k : 乱流エネルギー $= (\overline{v^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2$
 ϵ : k の散逸率
 L_ϵ : 散逸長さ [式(5)]
 R_{ij} : 速度変動の相関 [式(1)]
 \bar{R}_{ij} : 大規模渦のパワー [式(7)] または相関
 R'_{ij} : 小規模渦のパワー [式(8)]
 E_{ij} : 波数パワースペクトル [式(3)]
 L_{ij} : 積分長さスケール [式(9)]
 δ : 内壁からの無次元距離 $= (r - r_i)/b$
 \bar{x} : 無次元波数 $= xL_\epsilon$
 Re : 乱流レイノルズ数 $= k^2/\nu\epsilon$
 \bar{F} : F の時間平均

2. 実験装置と実験方法

実験装置の概要は既報⁽²⁾⁽³⁾と同じである。入口に高さ 1 mm のトリップを持つ、幅 20 mm、高さ 300 mm、長さ 2 000 mm の平行平板流路の下流端に、それと同じ断面を持つ曲がり流路が滑らかに接続してある。曲がり流路は、半径 230 mm と 250 mm の内壁と外壁からなる同心円筒を縦に 2 等分した形状になっている。スパン方向の空間相関を測定するための 2 本の熱線プローブを上流に向けて挿入できるように、曲がり流路の出口端に短い (長さ 100 mm) 平行平板流路を接続し、その一方の壁面に幅 10 mm、高さ 130 mm スリットを設けた。

実験は、断面平均速度 U_m と流路幅 b に基づくレイノルズ数 $Re (= U_m b/\nu)$ が 2.0×10^4 の条件下で、室温大気圧の空気の流れについて行った。熱線プローブは、有効長 0.4 mm の受感部を残して直径 40 μm まで銅めっきを施した直径 3.1 μm のタングステン線を用いて製作した。 $u-v$ および $v-w$ (速度の 2 成分) の同時

測定には、2 本の熱線それぞれ 0.5 mm および 0.2 mm だけ離して配列した X 形プローブを使用した。熱線プローブは定温度形熱線流速計により設定抵抗比 1.5 で動作させた。出力の直流成分と交流成分を自作のマイコンシステムに導いて、既報⁽³⁾と同様な手法により時間平均速度や同時刻の多重速度相関を実時間処理で求めた。これと同時に交流成分は、カットオフ周波数 16 kHz、減衰率 48 dB/oct のローパスフィルタ増幅器により雑音を除去して、FM データレコーダに収録した。収録した信号は、エイリアジングを防止するため、48 dB/oct のサンプル周波数に対応するローパスフィルタを通して再生し、A-D コンバータを使って同時刻の有効けた 12 bit、2 048 組のデータとしてマイクロコンピュータに収録した。これらのデータを、あらかじめ静的に検定した感度を用いて速度成分に変換し、マイクロコンピュータ上で FFT 変換を行うことによりパワースペクトルを求めた。自己時間相関はこのパワースペクトルを IFT 変換して求めた。低波数のスペクトルと長時間の時間相関を求める場合、2 048 組のデータ個数が不十分で実験値のばらつきが大きくなるので、収録したデータの 20 箇所について前記の処理を行って、その平均を求めた。

乱流応力のパワースペクトルと速度変動の自己時間相関の測定は、真直路の入口からの距離が $x=1\ 900$ mm (曲がり流路の 120 mm 上流) の断面上、および曲がり流路の入口からの方位角が $\phi=15, 45, 75, 105, 135, 165^\circ$ の断面上で流路の高さの真ん中で行った。スパン方向に離れた 2 点における速度変動の空間相関の測定は、 $x=1\ 950$ mm と $\phi=177^\circ$ の断面上で行った。

3. 実験結果と考察

位置 $\mathbf{x}(x_1, x_2, x_3)$ [$x_1=x=\phi$ (流れ方向), $x_2=y=r$ (壁に垂直な方向), $x_3=z=z$ (スパン方向)], 時刻 t における i 方向の速度変動成分 $u_i(\mathbf{x}, t)$ と、位置 $\mathbf{x} + \mathbf{x}'(0, 0, z')$, 時刻 $t + \tau$ における j 方向の速度変動成分 $u_j(\mathbf{x} + \mathbf{x}', t + \tau)$ の相関を次式で定義する。

$$R_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \tau) = R_{ij}(z', \tau) = \overline{u_i(\mathbf{x}, t) u_j(\mathbf{x} + \mathbf{x}', t + \tau)} \dots \dots \dots (1)$$

したがって、 $\mathbf{x}'=0$ かつ $\tau=0$ の相関は次のような乱流応力成分である。

$$R_{11}(0, 0) = \overline{u^2} \dots \dots \dots (2 \cdot a)$$

$$R_{22}(0, 0) = \overline{v^2} \dots \dots \dots (2 \cdot b)$$

$$R_{33}(0, 0) = \overline{w^2} \dots \dots \dots (2 \cdot c)$$

$$R_{12}(0, 0) = \overline{uv} \dots \dots \dots (2 \cdot d)$$

また、乱流応力の一次元パワースペクトルを波数 x に対する波数スペクトル E_{ij} に変換すれば、 E_{ij} は周

また、乱流応力の一次元パワースペクトルを波数 x に対する波数スペクトル E_{ij} に変換すれば、 E_{ij} は周波数 f と時間平均速度 U を用いて、次式で定義される。ただし、 i は虚数単位を表す。

$$E_{ij}(x, x) = \frac{U}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_i(x, t) u_j(x, t) \exp(-2\pi i f t) dt \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 E_{ij} と R_{ij} の間には次の関係がある。

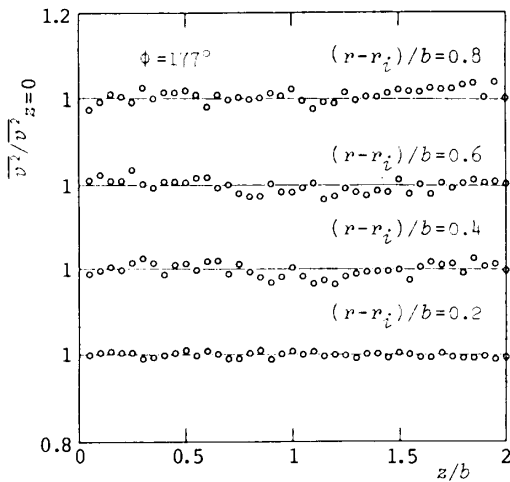


図1 \bar{v}^2 のスパン方向分布

$$\int_0^{\infty} E_{ij}(x, x) dx = R_{ij}(0, 0) \quad \dots\dots\dots (4)$$

3・1 乱流応力のスパン方向分布 半径方向乱流線応力 \bar{v}^2 について、 $\phi=177^\circ$ におけるスパン方向分布を図1に示す。もし定常な Taylor-Görtler 渦が存在するならば、Barlow-Johnston⁽⁷⁾ や Hoffmann ら⁽⁸⁾ が凹面上の乱流境界層で見たように、 \bar{v}^2 は渦の寸法の2倍の周期を持つ分布を示すはずである。しかし、図1にはこのような周期性は認められず、分布はほぼ完全に二次元的である。このように、時間平均速度や乱流応力などの一点相関の測定結果だけを見る限り、曲がり流路内に大規模渦は存在しないかのように見える。

3・2 スペクトル 3・1節に示したように、乱流応力の測定結果からは大規模渦は有意には検出されない。しかし、もし非定常な大規模渦が存在しているならば、乱流応力のパワースペクトルにそのこん跡を見ることができると可能性がある。そこで、真直路と曲がり流路の発達した断面上で、乱流応力のスペクトルを測定した。既報⁽²⁾ のようにして乱流エネルギー k の収支からその散逸率 ϵ を求め、 ϵ を用いて無次元化したスペクトルを図2と図3に示す。図2、3の横軸は、

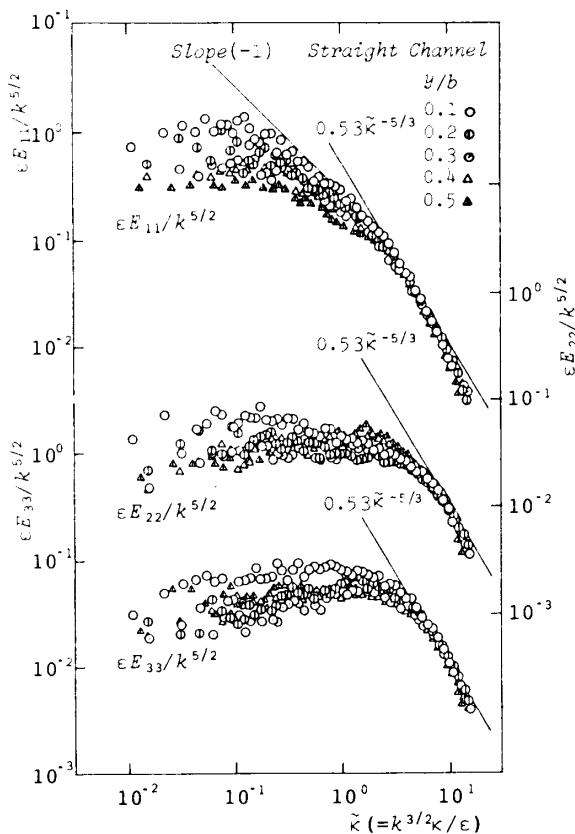


図2 パワースペクトル (真直路)

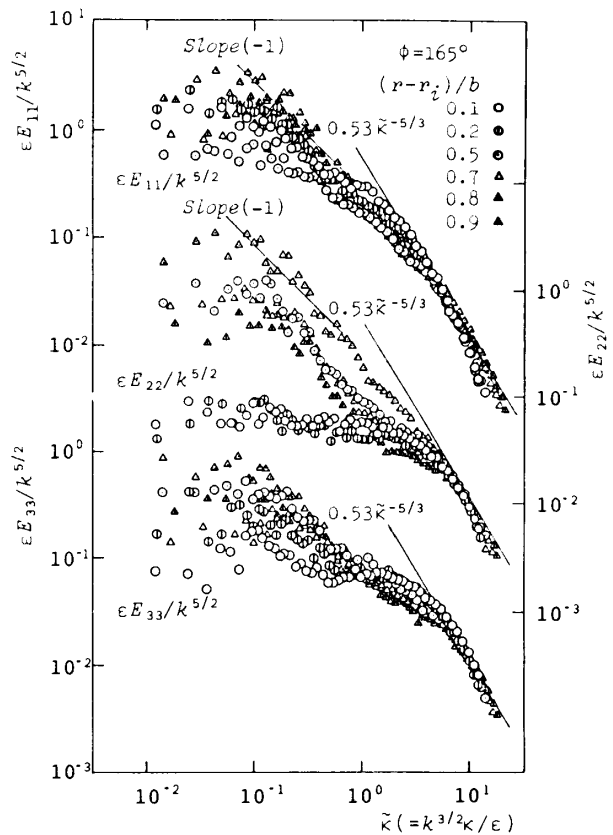


図3 パワースペクトル (曲がり流路)

$$L_e = k^{3/2}/\epsilon \dots\dots\dots (5)$$

で定義される散逸長さ L_e を用いて無次元化した波数 $\bar{x}(=xL_e)$ である。図 2, 3 中には、局所等方仮説が成立するときに現れる、慣性小領域の普遍スペクトル

$$E_{ij} = \alpha \epsilon^{2/3} x^{-5/3} \dots\dots\dots (6)$$

が併記してある。測定した領域で乱流レイノルズ数 $R_i (=k^2/\nu\epsilon)$ は 300~900 ほどときほど大きくはなかったが、すべてのスペクトルにおいて慣性小領域が存在することを図 2, 3 は示している。また、普遍スペクトルの定数 α は Lawn⁽⁹⁾ の提案する 0.53 がおおむね適切であることもわかる。

真直流路の場合 (図 2), 流れ方向乱流法線応力 $\overline{u^2}$ のスペクトル E_{11} の壁近傍のそれだけに、当該相関の生産があるときに生ずるとされる⁽¹⁰⁾, x の -1 乗に比例するスペクトルの励起が見られる。これに対し曲がり流路の場合 (図 3), E_{11} 以外にも、特に平均流と乱流せん断応力との干渉により正の生産を受ける $\overline{v^2}$ のスペクトル E_{22} の外壁側のそれにおいて、著しい励起が見られる。また、全く生産を受けない E_{33} にも低波数域において同様な励起が認められる。こうしたスペクトルの励起は、乱れの生産に直接関係するというよりも、むしろ強い大規模渦が曲がり流路の外壁側に存在することを示唆しているように考えられる。そこで、

特定の波数の渦の乱流応力に対する実効的な寄与を知るために、各乱流法線応力の相対実効パワースペクトルを求めてみた。結果を乱流せん断応力 \overline{uv} のそれと併せて図 4 と図 5 に示す。

真直流路の場合 (図 4), 流れ方向成分 $x E_{11}$ は散逸波数 (L_e の逆数) よりわずかに大きい波数で最大となり、他の成分はそれより大きな波数で最大となる。壁に垂直な方向とスパン方向の相対実効パワースペクトルの分布形状はほとんど同じである。また、流路中心で零になる \overline{uv} のそこでの相対実効パワースペクトルを例外とすれば、すべての相対実効パワースペクトルは壁からの距離にほとんどよらず、各応力成分固有の分布形状になる。このことは、乱流域で乱流の構造はほとんど変化せず、ほぼその強さだけが壁からの距離に依存して変わることを示している。

これに対して曲がり流路の場合 (図 5), 相対実効パワースペクトル分布は壁からの距離により著しく変化している。まず、流れ方向成分 $x E_{11}$ の分布について、内壁から外壁に向かって順にその変化を見てみよう。内壁近傍 [$\delta=(r-r_i)/b=0.1$] の分布は、散逸波数よりわずかに大きな波数で最大値を持ち、真直流路の分布とほぼ同じである。しかし、内壁からの距離が増大すると、低波数 [L_e の約 5 倍 (b の 1~3 倍) の逆数] に

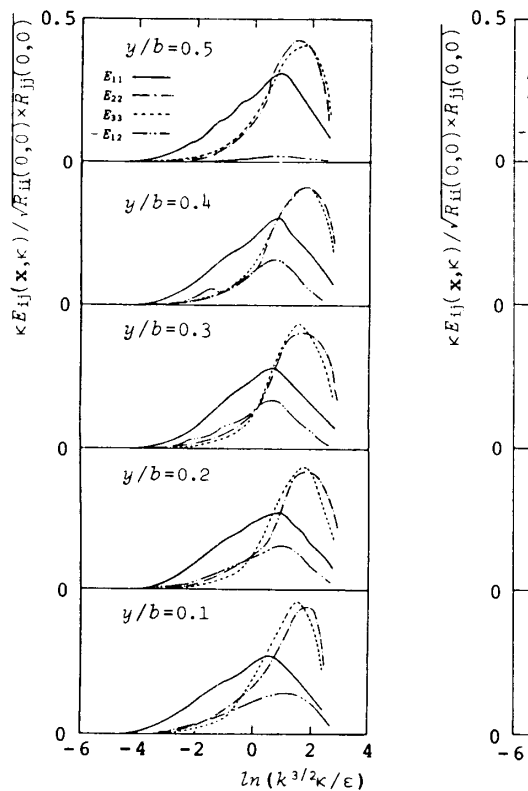


図 4 実効パワースペクトル (真直流路)

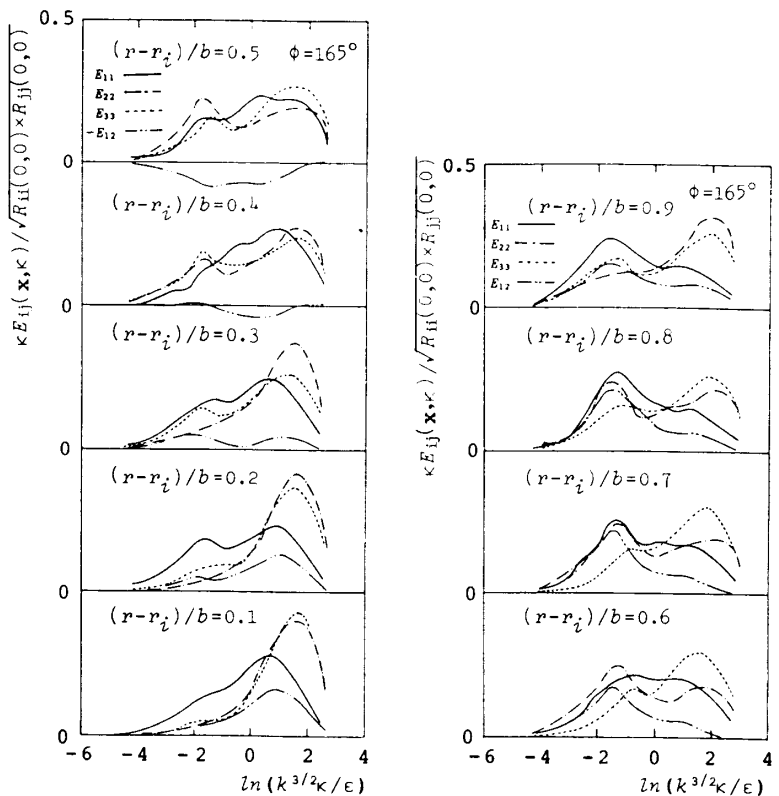


図 5 実効パワースペクトル (曲がり流路)

において相対実効パワースペクトルが増大する。この低波数域の極大値は、流路中央付近では散逸波数近傍の極大値と同程度になり、外壁近傍では2つの極大値の間の大小関係が逆転する。このような低波数における相対実効パワースペクトルの増大は、 \overline{uv} が正の外壁側 ($\delta \geq 0.4$) で、特に xE_{11} と xE_{22} および xE_{12} において顕著に現れる。このことは、この領域では $\overline{v^2}$ の生産が正であり、これに起因して $\overline{u^2}$ と \overline{uv} 生産が増大するので、低波数における相対実効パワースペクトルが増大するものと解釈できる。しかし、 \overline{uv} が負の内壁側 ($\delta \leq 0.3$) でも、低波数における増大は xE_{22} 以外の xE_{11} , xE_{33} および xE_{12} にも見られる。この領域では $\overline{v^2}$ の生産は負であるから、 xE_{22} に増大が見られないのは当然としても、本来生産のない $\overline{w^2}$ に対応する xE_{33} や、生産率が減少する $\overline{u^2}$ と \overline{uv} に対応する xE_{11} と xE_{12} に増大が見られることは注目する。この理由は、後に述べる内壁側に存在する弱い大規模渦によるものと推定される。

このように流路幅の逆数程度の低波数で相対実効パワースペクトルが増大することは、曲がり流路内に大規模渦が存在することを明確に示しているものと考えられる。3.1節の結果と併せて考えると、この大規模渦は、Moser-Moin⁽⁵⁾ がDNSで示した乱流 Taylor-Görtler 渦のような定常な渦とは異なり、位置や寸法が不規則に変化する非定常な渦であると考えられる。

3.3 大規模渦のエネルギー 3.2節でその存在を確認した曲がり流路内の大規模渦が乱流応力にどの

程度寄与し、どのような履歴を経て成長するかを調べてみる。そのためには、どのような波数を基準にして大規模渦と小規模渦を区別すべきかを明確にする必要がある。本実験の場合壁近傍を除く領域では、散逸波数からほぼ等距離の両側に xE_{11} の極大値が現れるので、便宜的に次のようにデータを処理した。まず、

$$\bar{R}_{ij} = k \int_0^1 \epsilon E_{ij} / k^{5/2} d\bar{x} \dots\dots\dots (7)$$

で定義される、散逸波数以下のパワースペクトルの積分値 \bar{R}_{ij} を大規模渦の乱流応力と呼ぶ。また、これを用いて

$$R'_{ij} = R_{ij} - \bar{R}_{ij} \dots\dots\dots (8)$$

で定義される R'_{ij} を小規模渦の乱流応力と呼ぶことにする。この計算に際して、助走区間内での ϵ の値は、 k の収支から求めるのが困難であったので、式(6)の普遍スペクトル分布の成立を仮定し、3つの乱流法線応力のスペクトルから求めた値の平均値を採用した。ここで、スペクトル分布における散逸波数の位置は乱流レイノルズ数 R_t に依存する可能性があるから、前記の区別はあくまでも便宜的なものであることに注意する必要がある。

図6~9に \bar{R}_{ij} と R'_{ij} の発達過程を示す。

真直流路では \bar{R}_{11} と R'_{11} は壁からの距離によらずほぼ等しいから、 $\overline{u^2}$ に対して両者の寄与はほぼ等しい。また、 \overline{uv} に対する \bar{R}_{12} の寄与は R'_{12} のおよそ半分である。それに対し、 \bar{R}_{22} や \bar{R}_{33} は R'_{22} や R'_{33} のほぼ20%ほどにしかすぎないから、 L_c より寸法の大き

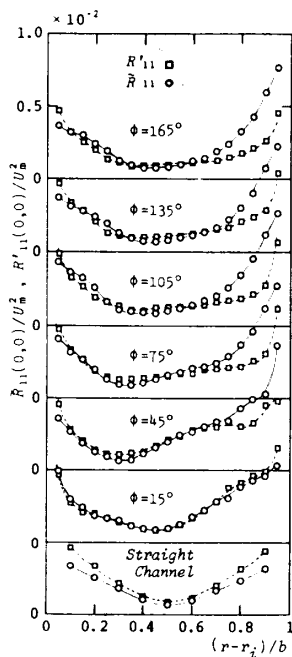


図6 乱流法線応力 (R_{11})

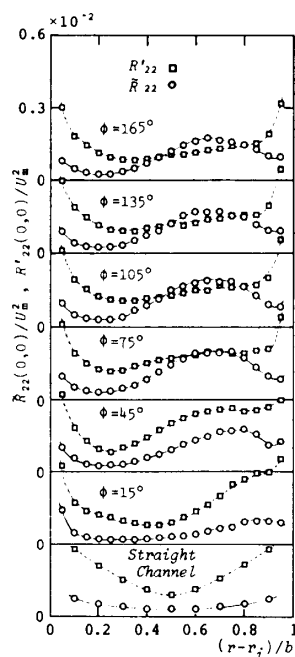


図7 乱流法線応力 (R_{22})

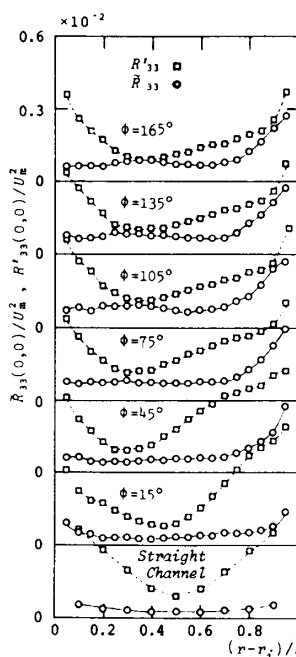


図8 乱流法線応力 (R_{33})

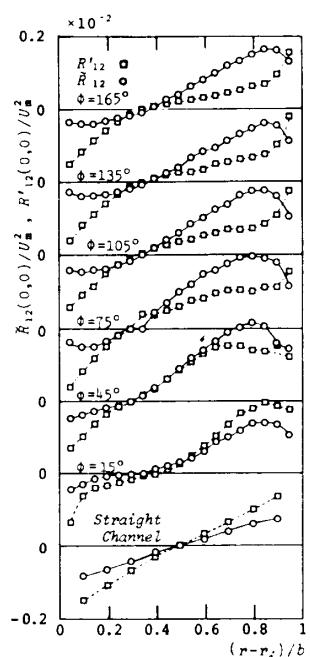


図9 乱流せん断応力 (R_{12})

い渦は $\overline{v^2}$ と $\overline{w^2}$ に対してさほど寄与していないといえる。真直路におけるこのような実験結果は、 R_i がほぼ 350 と大きくないことと、乱流応力の生産が $\overline{u^2}$ と \overline{uv} にだけ行われることに関係していると考えられる。

曲がり流路に入ると最初の測定断面 ($\phi=15^\circ$, b の約 3 倍下流) までに、 \bar{R}_{ij} よりも R'_{ij} のほうが内壁近傍 ($\delta=0.1$) および外壁近傍 ($\delta=0.8$) でそれぞれすばやく減少および増大している。一般に乱流応力は低波数域で生産され、より高波数域へとエネルギー輸送が行われるから、こうした増減ははじめ低波数に、次に遅れて高波数に現れると考えるのが順当であり、この考えと前述の R'_{ij} のすばやい応答は矛盾しているようにも見える。しかし、それが次のような理由によると考えれば矛盾はない。既報⁽³⁾ で述べたように、曲がり流路入口直後における圧力こう配の急変による内壁側と外壁側の加速と減速に起因して、乱流応力の減少と増大が生じる。また、乱流せん断応力の内壁側と外壁側の減少と増大は、それぞれの壁近傍で平均周速度の減少と増大をまねく。これは圧力こう配の急変による加速と減速を壁近傍から徐々に流路中央部にかけて相殺する。この圧力こう配の急変が流入直後の非常に短

い区間で完了することから、おそらくこれに起因する乱流応力の過大な減少と増大も同様に完了していると考えられる。したがって、 R'_{ij} がすばやく応答したように見えたのはこの過大な減少と増大の名残であろう。

$\phi > 15^\circ$ の区間では平均角速度と \overline{uv} の干渉による $\overline{v^2}$ の負や正の正産に起因して \bar{R}_{ij} は内壁側で減少し外壁側で増大する。 \bar{R}_{22} と \bar{R}_{33} が外壁近傍から増大し始め、その増大開始位置は壁近傍から流路中央へ移動していく。流路中央部では前述の圧力こう配の急変による内壁近傍 ($\delta=0.1$) と外壁近傍 ($\delta=0.8$) での乱流応力の過大な減少と増大が完了しているので、 $\delta=0.5 \sim 0.8$ において R'_{ij} は減少していく。また、内壁側では壁近傍から \bar{R}_{ij} の減少が起こり、その減少開始位置は流路中央に向かって移動していく。そして、 R'_{ij} の振舞いは $\phi < 15^\circ$ までの名残と、この \bar{R}_{ij} の減少のバランスで決定されているように見える。

以上のように、乱流応力の主要な変化が起こる位置が壁からの流路中央部へと移動し、 \bar{R}_{ij} に起こる変化が R'_{ij} に伝えられて、乱流応力は $\phi=135^\circ$ 近傍で発達しきる。曲がり流路では乱流せん断応力 \overline{uv} に対する大規模渦の影響が外壁側で著しく大きいことが図 9

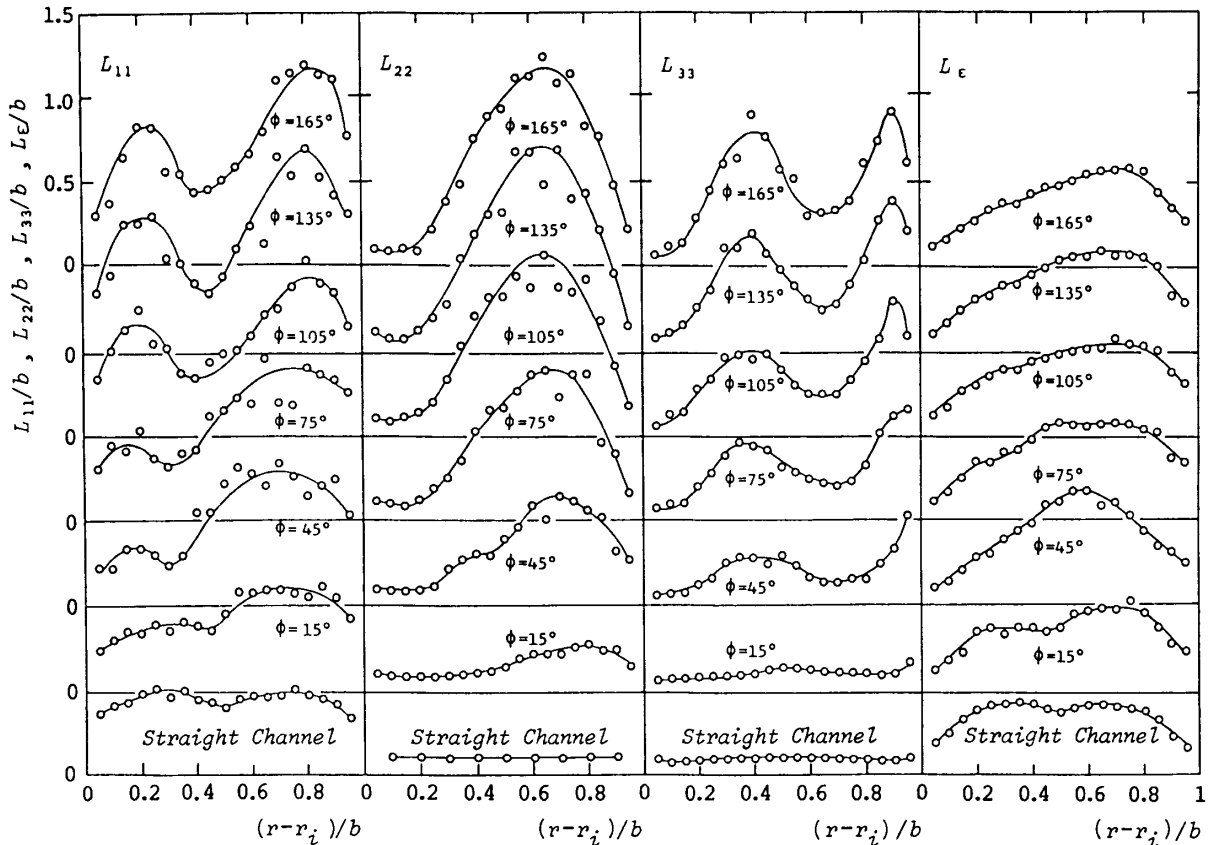


図 10 積分スケール (L_{11}) 図 11 積分スケール (L_{22}) 図 12 積分スケール (L_{33}) 図 13 散逸長さ (L_ϵ)

から明確にわかる。

3.4 長さスケール 自己時間相関 $R_{ij}(0, \tau)$ が零となる時間を τ_0 として、

$$L_{ij} = U \int_0^{\tau_0} R_{ij}(0, \tau) / R_{ij}(0, 0) d\tau \dots \dots \dots (9)$$

により流れ方向積分長さスケール L_{ij} を求めた。

図 10~12 に L_{ij} の発達過程を示す。これらの図は、曲がり流路の L_{ij} が真直路のそれに比べておしなべて非常に大きいことを示している。特に外壁側の L_{22} にその傾向が顕著に現れ、曲がり流路内の L_{22} は真直路の L_{22} の 10 倍以上にも増大する。 \bar{R}_{ij} は L_{ij} の大きさと密接に関連しているので、図 7 と図 11 を対照すると、 \bar{R}_{22} の極大と極小の位置が L_{22} のそれらとほぼ一致していることがはっきりとわかる。また、 \bar{R}_{11} の極小の位置と L_{11} のそれが一致していることもわかる。 $\phi = 75 \sim 105^\circ$ で \bar{R}_{11} と \bar{R}_{33} がそれぞれ $\delta = 0.2$ と 0.4 の近傍で増大することに対応して、それらの位置で L_{11} と L_{33} が極大となっている。 L_{11} と L_{33} の極大値は $\phi \geq 45^\circ$ で明確に現れるので曲がり流路の入口直後からこうした現象が始まると考えられる。すなわち、 L_{11} と L_{33} は $\phi \geq 15^\circ$ から内壁側と外壁側で増大し続け、増大が終了する $\phi = 135^\circ$ では、 L_{11} と L_{33} は真直路のそれらのそれぞれ 2 倍と 10 倍に達する。この現象は、 L_{33} の 2 つの極大値の中間に L_{22} と L_{11} の極大値が存在すること、ならびに、内壁側に L_{11} の小さな極大値が存在することから見て、Moser-Moin⁽⁵⁾ の DNS の結果に見るように、おそらく外壁側の渦より非常に弱い渦が、 L_{33} が内壁側で極大となる位置の内側に存在することを意味していると思われる。

図 13 に散逸長さ L_ϵ の分布を示す。前述のように乱流エネルギーの大規模渦成分 $(\bar{R}_{11} + \bar{R}_{22} + \bar{R}_{33})/2$ は内壁側で減少し、外壁側で著しく増大する。一方、 ϵ は高波数のスペクトルでほとんど決定されるので大規模渦から受ける影響は比較的少ないと考えられる。したがって、 L_ϵ は内壁側で減少し外壁側で増大する。しかし、その変化は積分長さほどには変化せず、増減は真直路のその 50% ほどである。

3.5 スパン方向空間相関 3.4 節で大規模渦の半径方向と流れ方向のおおよその寸法がわかった。さ

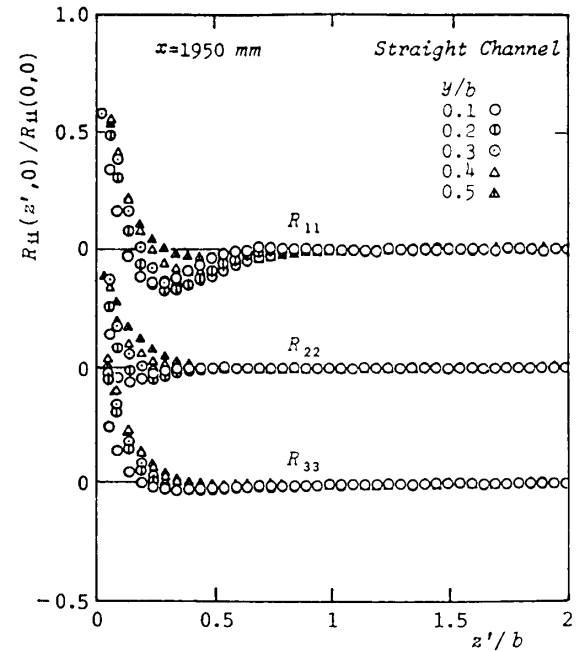


図 14 スパン方向空間相関 (真直流路)

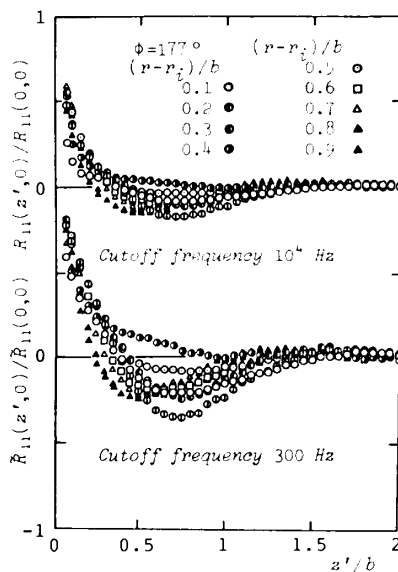


図 15 曲がり流路空間相関 (R_{11})

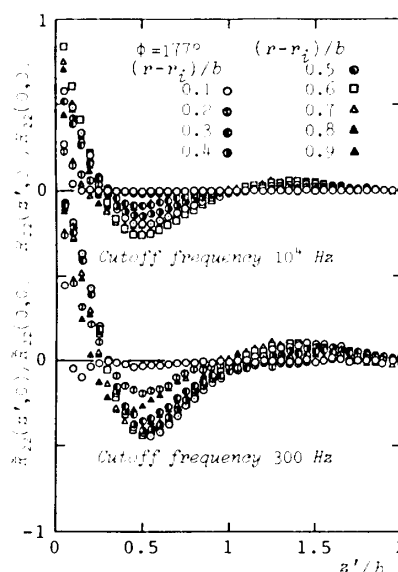


図 16 曲がり流路空間相関 (R_{22})

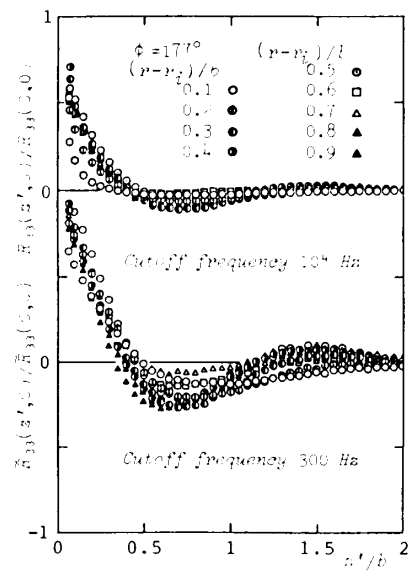


図 17 曲がり流路空間相関 (R_{33})

らにスパン方向の渦の広がりを調べるため、真直流路と曲がり流路の発達した流れ場（それぞれの出口端から 50 mm 上流）において、2本の熱線プローブを用いてスパン方向の空間相関を測定した。

図 14 は真直流路の測定結果である。流路幅の半分ほど離れると R_{22} と R_{33} は相関を失い、 R_{11} も流路幅ほどで相関を消失する。壁から離れるにつれて負の相関は小さくなり、 R_{22} と R_{33} は負の相関を持たなくなる。

曲がり流路の測定結果を図 15~17 に示す。下段の図は、大規模渦の相関に注目するために、300 Hz のローパスフィルタを通過した速度変動の相関係数を示してある。低波数の相関は全波数の相関の振幅を拡大したように見える。したがって、全波数の相関の主要部はほとんど大規模渦によって支配されることがわかる。真直流路の相関と比較して著しい違いが R_{22} 現れる。この場合、流路幅のほぼ半分の位置 $z/b \approx 0.5$ に現れる負の極大値は、内壁から遠のくにつれて増大し、その極値は $\delta = 0.6$ で -0.3 近くにも達する。このことは、Moser-Moin⁽⁵⁾ の DNS の結果に見られるように、大規模渦のスパン方法寸法が流路幅のおよそ半分であることを明確に示している。もう一つの違いは R_{11} に見られる。 $\delta = 0.4$ の断面上で、 R_{11} は $z/b = 0.5$ 近傍で増大し負の値を持たない。そして、内壁側と外壁側で流路幅の半分程度スパン方向に離れた位置で負の極大値を持つ。

以上の結果を要約すれば、大規模渦は流路幅のほぼ半分のスパン方向寸法を持ち、 $\delta \approx 0.4$ の位置を境にして外壁側の強い渦と内壁側の弱い渦が積み重なった構造をしていると推定される。

4. ま と め

真直流路で発達した乱流を二次元曲がり流路に導くと、時間平均速度や速度変動一点多重相関はスパン方向に一樣となり、乱流 Taylor-Görtler 渦は有意に検出されず、統計的に二次元の流れ場が形成される。し

かし、速度変動のスペクトルやスパン方向空間相関を測定した結果から、非定常ではあるが Taylor-Görtler 渦に似た大規模な縦渦が曲がり流路内に存在することを裏付けるいくつかの傍証が得られた。

本研究により得られた結果を要約すると、次のようである。

- (1) 実効パワースペクトルは低波数域で励起し、大規模渦の存在を示唆する。
- (2) 大規模渦はスパン方向に流路幅の半分ほどの大きさを持つことがスパン方向空間相関から推定される。
- (3) 大規模渦は曲がり流路入口直後から徐々に成長し、ほぼ $\phi = 135^\circ$ で発達しきる。
- (4) 大規模渦は内壁側の弱い渦と外壁側の強い渦が積み重なった渦対からなると推定される。
- (5) 大規模渦は乱流 Taylor 渦のように定常的ではなく、不規則な寸法変化を伴いつつスパン方向に揺れ動くと思像される。
- (6) 大規模渦は外壁側において乱流応力の強さに大きく寄与し、曲がり流路内の運動量輸送特性に大きく影響する。

文 献

- (1) Wattendorf, F. L., *Proc. R. Soc.*, **148** (1935), 565.
- (2) 小林・ほか 5 名, *機論*, **54**-508, B(1988), 3354.
- (3) 小林・ほか 3 名, *機論*, **57**-544, B(1991), 4064.
- (4) Hunt, I. A. and Joubert, P. N., *J. Fluid Mech.*, **91**-4 (1979), 633.
- (5) Moser, R. D. and Moin, P., *J. Fluid Mech.*, **175**(1987), 479.
- (6) Dean, R. B., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **100**(1978), 215.
- (7) Barlow, R. S. and Johnston, J. P., *J. Fluid Mech.*, **191** (1988), 137.
- (8) Hoffmann, P. H., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **161**(1985), 371.
- (9) Lawn, C. J., *J. Fluid Mech.*, **48**-3 (1971), 477.
- (10) Hinze, J. O., *Turbulence*, (1959), 269, McGraw-Hill.