平面クエット乱流に現れる大規模ストリークの空間構造の解明*

梅 木 雅 之^{*1}, 鬼 頭 修 己^{*2}Spatial Structure of Large Scale Streaks
in Turbulent Couette FlowMasayuki UMEKI^{*3} and Osami KITOH^{*3} Department of Mechanical Engineering, Nagoya Institute of Technology,
Gokiso-Cho, Showa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 466-8555 Japan

The spatial structure of large scale streaks in core region of turbulent Couette flow has been studied by using data from hot-wire and smoke-wire visualization. To extract the large scale streaks, two-dimensional discrete wavelet energy spectrum and spanwise correlation of streamwise velocity u'_i were considered. The spanwise size of the extracted large scale streaks is of the order of the channel height ($2h$) and the streamwise length of $(10\sim40)\times 2h$. The streak has partly a *zig-zag* pattern along streamwise direction and partly straight. The *zig-zag* pattern has $(20\sim25)\times 2h$ streamwise wavelength. From the visualization of cross section (x_2, x_3) there exist a large scale motion related to the streamwise vortex in core region. Some near-wall ejection motions are connected to the large scale motions.

Key Words: Turbulent Couette Flow, Large Scale Streaks, Longitudinal Vortical Structure, Wavelet Transform, Flow Visualization

1. 緒 論

平行平板間クエット乱流の流路中央部には、主流方向に伸びた大規模な縦渦が存在していることが知られている。Komminaho ら⁽¹⁾ は、DNS によりこの縦渦が時間的にも定常でなく、空間的にも一様でないと報告している。この縦渦に付随して高速・低速のストリークが現れる。Tillmark ら⁽²⁾ は、PIV による測定により、クエット乱流の流路中央において流路高さ程度の幅をもつストリーク構造の存在を示した。著者らは前報⁽³⁾ において縦渦の生成機構を渦度輸送方程式に基づいて調査した。しかしながらこれらストリークや縦渦の空間構造の詳細については未解明のままである。

Hamilton ら⁽⁴⁾ は、壁組織構造の再生サイクル解明のためミニマル平面クエット乱流の DNS を行い、流路中央部に現れるストリークと縦渦の再生サイクルを示した。そのサイクルでは、ストリークは縦渦により

生成され、縦渦はストリークのスパン方向への揺らぎにより生成される。また、Kawahara-Kida⁽⁵⁾ は、同様のミニマル平面クエット乱流の DNS により、乱流中に埋め込まれた周期軌道を見だし、この周期軌道が Hamilton らの再生サイクルに対応していることを示した。これらミニマル平面クエット乱流中のストリーク・縦渦構造と Komminaho ら⁽¹⁾ や著者ら⁽³⁾ が報告している大規模縦渦あるいはストリーク構造との関連は明確になっていない。最近、Kim-Adrian⁽⁶⁾ は、高レイノルズ数の円管乱流を熱膜により測定し、外層において主流方向に伸びた構造が存在することを示した。このように平面クエット乱流や高レイノルズ数のポアズイユ乱流の外層には大規模なストリークあるいは、縦渦構造が見いだされてきているが、それらの空間構造、壁組織構造との関連、生成メカニズム等未解明な点が多く残されている。

本研究では、平面クエット乱流中に現れる大規模なストリーク構造に焦点を絞り、多チャネル熱線による速度分布測定とスモークワイヤ法による可視化により得られた空間的な速度分布にウェーブレット分析などを用いることにより、その空間構造について考察を行った。

* 原稿受付 2003 年 9 月 29 日。

^{*1} 正員、名古屋工業大学大学院生産システム工学専攻(☎ 466-8555 名古屋市昭和区御器所町)。^{*2} 正員、名古屋工業大学工学部。

E-mail: umeki@cfd.mech.nitech.ac.jp

2. 記 号

E_{j_1, j_3} : スケールパラメータ j_1 と j_3 に関するウェーブレットエネルギースペクトル

$2h$: 流路高さ

j_i : i 方向のスケールパラメータ

k_i : i 方向のトランスレートパラメータ

Re_b : レイノルズ数 $= \frac{2hU_b}{\nu}$

Re_c : レイノルズ数 $= \frac{2hU_c}{\nu}$

Re^* : レイノルズ数 $= \frac{hu_*}{\nu}$

t : 時間

U_b : ベルト速度

U_c : 流路中央の平均速度

U_w : 上壁と下壁の相対速度の半分 $= U_b/2$

u_* : 摩擦速度 $= \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$

u'_i : i 方向の変動速度

$\tilde{u}_{1j_1, k_1; j_3, k_3}$: $u'_i(x_1, x_3)$ のウェーブレット係数

ν : 動粘度

$\Psi_{j_1, k_1; j_3, k_3}$: ウェーブレット関数

τ_w : 壁面せん断応力

添 字

$i=1, 2, 3$: 主流方向, 流路高さ方向, スパン方向

3. 実験装置と方法

本研究では、ストリークの空間構造の抽出のために熱線による測定とスモークワイヤ法による可視化を行った。クエット乱流の実験装置は前報⁽³⁾のものと同一である。座標は、流路入口から主流方向に x_1 、壁面から流路高さ方向に x_2 、流路中央よりスパン方向に x_3 とした。熱線およびスモークワイヤ法による可視化の測定条件を表1に示す。

3・1 スモークワイヤ法による可視化 スモークワイヤ法によるストリークの空間構造の可視化は、図1で示す装置で行った。広い領域にわたる空間構造を調べるため、直径 $50 \mu\text{m}$ 、長さ 270 mm のニクロム線をスモークワイヤとして用い、流路中央部 [$x_2/(2h)$

$=0.5$] の位置において主流方向に 20 mm 間隔に 32 本並べた。最上流部のニクロム線は、 $x_1/(2h)=120$ 、最下流部のニクロム線は、 $x_1/(2h)=143$ に設置してある。発煙領域は、主流方向に $46h$ 、スパン方向に $20h$ である。ニクロム線の両端は 0.3 mm のピアノ線にはんだ付けしてある。そのピアノ線の端は、ばねに固定し他方は端子に固定してある。可視化に用いるストロボは、上流側の流路の左右に2台取付けた。カメラはデジタルカメラを2台用いて流路の亚克力製の上壁の上に設置した。発煙剤は流動パラフィンと軽油が $1:2$ の割合の混合油を用いた。ワイヤへの通電時間 T_L とワイヤ通電後ストロボ発光までの遅延時間 T_d の制御は、PIC で行った。可視化によるストリーク構造の抽出は以下の手順で行う。まず、ニクロム線に $T_L=1.6 \text{ ms}$ だけ通電しタイムラインを発生させる。このタイムラインを遅延時間 $T_d=6 \text{ ms}$ の後、ストロボを発光させ、2台のカメラで撮影する。次に、この撮影写真のタイムラインから断面 (x_1, x_3) 内の変動速度 $u'_i(x_1, x_3)$ の分布を求める。 u'_i の正と負の分布を調べることで瞬間の u'_i のストリークの空間構造を得ることができる。

大規模縦渦構造を可視化するための流路断面内の可視化装置を図2に示す。 $x_1/(2h)=120$ の断面 (x_2, x_3)

Fig.1 System of smoke-wire visualization for streaks

Fig.2 System of smoke-wire visualization for stream-wise vortical structure in cross-section (x_2, x_3)

Table 1 Measuring conditions

measurements	Re_b	Re^*
Hot-wire	15000	200
Hot-wire	10000	140
Smoke-wire visualization	7000	100

Fig. 3 16 channel I-type hot-wire probe

内において、ニクロム線をスパン方向に平行に4.5 mm 間隔で5本並べた。このときの通電時間は、 $T_e = 1.6$ ms, 遅延時間は、 $T_d = 10$ msとした。可視化は、上壁の上方に設置してあるストロボを発光させ、流路内の上壁に設置した鏡に映った像を流路上壁の上方に設置してあるカメラで撮影した。

3.2 16チャンネルI形熱線 クエット乱流の流路中央部における u'_1 のストリークの空間構造を定量的に調べるためにI形熱線を16本スパン方向に並べた16チャンネルI形熱線を用いて測定を行った。この16チャンネルI形熱線を図3に示す。それぞれのI形熱線の間隔は、7 mmであり、スパン方向の測定範囲は、105 mmで流路高さ($2h = 27$ mm)の4倍程度である。測定は、プローブを $x_1/(2h) = 120$, $x_2/(2h) = 0.5$ の位置に設置して、サンプリング周波数 $f = 10$ kHzで行った。得られた時系列データをテイラーの凍結乱流の仮説($x_1 = -U_c \times t$)を用いて時間軸を x_1 軸に変換して空間構造を調べた。

以上、スモークワイヤ法と熱線流速計による測定手法について述べたが、これらは次に述べるように、ストリークの空間構造の計測に対しそれぞれ長所と短所をもっている。スモークワイヤ法は、ある瞬間のストリークの空間構造を調べることに向いているが定量計測の精度が低い。これに対し熱線は、定量計測精度は高いが時系列データからテイラーの凍結乱流の仮説を用いて空間構造を得るため、流れ場が仮説成立条件を満たしていることの確認が必要である。測定領域 L (主流方向長さ) $\times W$ (スパン方向幅)と空間スケール分解能に関しては、スモークワイヤ法では、 $L \times W = 46h \times 12h$ で主流方向最小分解スケールが $1.5h$ 、熱線では、 $L \times W = (U_c \times T) \times 7.8h$ (T は、測定時間)でスパン方向最小分解スケールが $0.5h$ である。すなわち、スモークワイヤ法は、スパン方向の測定領域が比較的広く空間分解能が高いが、主流方向の測定領域が狭く分解能が低い。一方、熱線はこれと逆の性質があり両者を組合せることにより、互いの短所を補うことがで

Fig. 4 Daubechies wavelet function with index $N=20$

きる。4章で示すように、両手法により得られるウェーブレットエネルギースペクトルおよびスパン方向相関がほぼ一致することからいずれの手法も同じ空間構造をとらえており、それぞれの特徴を生かした考察をすることができる。

3.3 離散ウェーブレット変換 3.1節と3.2節で得られた変動速度 $u'_1(x_1, x_3)$ から大規模なストリークを抽出するために $u'_1(x_1, x_3)$ の二次元離散ウェーブレット変換を行う。変動速度 $u'_1(x_1, x_3)$ の二次元離散ウェーブレット変換 $\tilde{u}_{j_1, k_1 : j_3, k_3}$ は、次式で定義される⁽⁷⁾

$$\tilde{u}_{j_1, k_1 : j_3, k_3} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u'_1(x_1, x_3) \Psi_{j_1, k_1 : j_3, k_3}(x_1, x_3) dx_1 dx_3 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $\Psi_{j_1, k_1 : j_3, k_3}(x_1, x_3)$ は、ウェーブレット関数である。また j_1, j_3 および k_1, k_3 は、それぞれ x_1 方向および x_3 方向のスケールパラメータおよびトランスレートパラメータである。スケールパラメータは、正の整数の値をとる。本研究では、その値が大きいほど小さいスケールを表すこととする。ウェーブレット逆変換は次式で表される。

$$u'_1(x_1, x_3) = \sum_{j_1} \sum_{k_1} \sum_{j_3} \sum_{k_3} \tilde{u}_{j_1, k_1 : j_3, k_3} \Psi_{j_1, k_1 : j_3, k_3}(x_1, x_3) \quad \dots\dots\dots (2)$$

本研究では、Daubechies(index $N=20$)のウェーブレット関数を用いた。この関数を一次元で表したものを図4に示す。ウェーブレットエネルギースペクトルは、ウェーブレット係数の二乗を各方向のトランスレートパラメータに関して総和をとったもので定義される⁽⁸⁾。

$$E_{j_1 : j_3} = \sum_{k_1} \sum_{k_3} |\tilde{u}_{j_1, k_1 : j_3, k_3}|^2 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$E_{j_1 : j_3}$ は、スケールパラメータ j_1 (主流方向)と j_3 (スパン方向)に関するエネルギースペクトルである。本報では、トータルエネルギー $\sum_{j_1} \sum_{j_3} E_{j_1 : j_3}$ で規格化を行い、同じ $E_{j_1 : j_3}$ で表す。

Fig. 5 Flow visualization on x_1 - x_3 plane at $x_2/(2h)=0.5$

Fig. 6 Equi-velocity contours of $u_1'(x_1, x_3)$ at center plane: thick lines depict $u_1'/U_c = -0.05$ and thin lines $u_1'/U_c = 0.05$

4. 実験結果と考察

4・1 クエット乱流におけるストリーク構造 図5にスモークワイヤ法から得られた断面(x_1, x_3)の可視化写真を, また図6にその写真から読取った u_1' の等値線図を示す. 可視化写真のタイムラインから変動速度を読取る際の誤差は, クエット乱流中の大規模構造で生じる主流方向の変動速度に換算して20%以内である. この可視化から乱流中の小さいスケールの運動をとらえることは困難だが, 大規模構造の抽出には問題ないことを熱線流速計による測定結果との比較から確認した. また, 上流部のスモークワイヤが下流側へ与える影響を調べるためにボアズイユ乱流においても同じ可視化実験を行った. 上流部のスモークワイヤと比較して, 最下流のスモークワイヤで観測されるタイムラインに特に大きな変動は見られなかった. したがって, この手法によるクエット乱流中の大規模構造の可視化は十分可能であると考えられる. 等値線図より流路高さ程度の幅をもち, 主流方向に流路高さの10倍ほど伸びたストリーク構造を確認することができる. これらのストリークは主流方向に傾いたものや平行なものがある. 可視化から得られた $u_1'(x_1, x_3)$ のスパン方向の相関

$$R_{11}(\Delta x_3/(2h))$$

Fig. 7 Spanwise correlations of streamwise velocity

Fig. 8 Wavelet energy spectrum of $u_1'(x_1, x_3)$ measured by flow visualization

$$= \frac{\int_{-L/2}^{L/2} \int_{-H/2}^{H/2} u_1'(x_1, x_3) u_1'(x_1, x_3 + \Delta x_3) dx_3 dx_1}{\int_{-L/2}^{L/2} \int_{-H/2}^{H/2} u_1'(x_1, x_3) u_1'(x_1, x_3) dx_3 dx_1} \dots\dots\dots (4)$$

を計算し5枚の可視化写真について平均したものを図7に示す. 上式において, L と H は, それぞれ主流方向およびスパン方向の可視化領域の長さを表す. この相関は, スパン方向に波状的に分布しており, $\Delta x_3/(2h)=0.8$ 付近で最小値(約-0.2)をとる. これより, ストリークが流路高さ程度の幅をもちスパン方向に並んでいることがわかる. 本実験で得られた u_1' のスパン方向の相関は, Tillmark ら⁽²⁾の $Re_b=5200$ のものや Komminaho ら⁽¹⁾の $Re_b=3000$ のものに近い. しかし, Tillmark ら⁽²⁾の $Re_b=13200$ での相関は, $\Delta x_3/(2h)=1$ よりわずかに大きな位置で最小値をとり, 最小値は, -0.4より小さくなっていて他の場合と異なった結果となっている. 後述する熱線流速計による結果も含め本研究ではレイノルズ数依存性は見られず Tillmark らの結果との相違は不明である.

図8に可視化から得られた $u_1'(x_1, x_3)$ のウェーブレットエネルギー Spektrum を示す. 図8中, 主流方向のスケールパラメータは, $j_1=1$ から $j_1=4$, スパン方向のスケールパラメータは, $j_3=1$ から $j_3=6$ を示して

Fig. 9 Equi-velocity contours of $u'_i(x_1, x_3)$ for Couette flow at center plane : thick lines depict $u'_i/U_c = -0.05$ and thin lines $u'_i/U_c = 0.05$

Fig. 10 Equi-velocity contours of $u'_i(x_1, x_3)$ for Poiseuille flow at center plane : thick lines depict $u'_i/U_c = -0.03$ and thin lines $u'_i/U_c = 0.03$

Fig. 11 Wavelet energy spectrum of $u'_i(x_1, x_3)$

ある。参考のために各スケールパラメータ j_1, j_3 に対応する長さスケールを図8中(括弧内)に示してある。記入したスケールは、大まかな目安で厳密な値ではない。 $E_{j_1:j_3}$ は、 $j_3=3$ (ほぼ流路高さ $2h$ に対応する)において $j_1=1, 2$ ($16 \times 2h$ 以上の長さスケール)で大きな値をとる。これは、主流方向に $16 \times 2h$ 以上伸びて、 $2h$ 程度の幅をもったストリークがスパン方向に交互に並んでいることを示しており、図7で示したスパン方向の相関が $\Delta x_3/(2h)=0.8$ 付近で最小値をとることに対応している。

可視化で得た $u'_i(x_1, x_3)$ の分布はある瞬間の空間構造をとらえるには適しているが、可視化でとらえることのできる主流方向の長さは $46h$ で、それ以上の構造をとらえることができない。そこで、さらに主流方向

Fig. 12 Wavelet energy spectrum of $u'_i(x_1, x_3)$ at $j_3=3$ of Couette flow

の広い領域でクエット乱流のストリーク構造を定量的に調べるために16チャンネルI形熱線による測定を行った。 $Re_b=15000$ の場合に対し16チャンネルI形熱線で測定した主流方向変動速度 u'_i の時系列にテイラーの凍結乱流の仮説を用いて主流方向の座標に換算した断面 (x_1, x_3) 内の $u'_i(x_1, x_3)$ の分布を図9に示す。比較のためにポアズユ流($Re_c=7500$)の測定結果を図10に示す。図10よりポアズユ流流では、大規模な構造は、明確に確認することはできないが、クエット乱流においては主流方向に伸びたストリーク構造を確認でき、またストリークがスパン方向に揺らいでいることがわかる[図10中 $40 \leq \Delta x_1/(2h) \leq 80, 0 \leq \Delta x_3/(2h) \leq 2$]。また、大きなスケールの構造が存在する領域 $[\Delta x_1/(2h) \geq 40]$ や比較的細かい構造がランダムに現れる領域 $[\Delta x_1/(2h) < 40]$ がある。このような x_1 方向の構造の変化は、テイラーの凍結乱流の

Fig. 13 Equi-velocity contours of $u_1^t(x_1, x_3)$ for Couette flow at center plane: thick lines depict $u_1^t/U_c = -0.03$ and thin lines $u_1^t/U_c = 0.03$

仮説を用いているため、時間的な構造の変化により現れる可能性も考えられる。このように、クエット乱流中に現れるストリーク構造は複雑であり、大規模構造を明確にとらえることは難しい。ここで得られた u_1^t のスパン方向の相関を図7に示す。熱線から得られた相関は、 $\Delta x_3/(2h) = 0.8$ 付近で最小値(約-0.25)をとり、可視化から得られた相関とよく一致しており、いずれの測定も同様のストリークのスパン方向に関する空間構造をとらえていることがわかる。図7には示していないが $Re_b = 10\,000$ でも測定を行い $Re_b = 15\,000$ と同じ結果を得た。

可視化実験の場合と同じように $u_1^t(x_1, x_3)$ の二次元ウェーブレットエネルギースペクトルを求めた。スペクトルの主流方向への分解は、 $j_1 = 1$ から $j_1 = 18$ の18個、スパン方向の分解は、 $j_3 = 1$ から $j_3 = 4$ の4個である。ウェーブレットエネルギースペクトルを図11に示す。比較のためにポアズイユ乱流のスペクトルも示してある。各スケールパラメータ j_1, j_3 に対応するスケールを図11中の括弧内に示してある。ここでは図を見やすくするためにスパン方向のスケールパラメータ $j_3 = 4$ のスペクトルは、省いてある。なお省いた部分が保有するエネルギーの割合は、クエット乱流で12%、ポアズイユ乱流で14%であった。

ここで得られた特徴的な分布が $j_3 = 2, 3$ に見られる。説明のため、 $j_3 = 3$ の場合を図12に示す。主流方向に比較的大きなスケールの $j_1 = 9$ のエネルギーのピークがあり、それより小さなスケールの $j_1 = 11, 12$ にこれより弱い盛上がりが見られる。Kim-Adrian⁽⁶⁾ は、高レイノルズ数のポアズイユ乱流の外層で同様のフーリエパワースペクトルを得ており、これを図12中二点鎖線で示すように分割し、それぞれが大規模構造と小スケールの運動からの寄与によるものであると解釈している。図11からわかるように大規模構造のスケールは、およそ主流方向に $34h$ 、スパン方向に $2h$ 程度であり、これはスモークワイヤ法で得られたウェーブレットスペクトルの構造と同じであることがわかる。このことより、ここで考察の対象としている大き

Fig. 14 Spanwise correlations of streamwise velocity with and without VG

いスケールの構造に関しては熱線のデータにテイラーの凍結乱流の仮説を用いて空間構造を考察できることが間接的に示されたことになる。この大規模構造を抽出するために $E_{j_1:j_3}$ に示した矢印の部分のモード ($j_1 = 9$) を含む ($j_1 = 8, 9, 10, j_3 = 2, 3$) だけを取り出して速度場の再構成 [$u_1^t(x_1, x_3)$] を行うと図13のようになる。主流方向に長さ $\Delta x_1/(2h) = 10 \sim 40$ 程度、スパン方向に幅 $\Delta x_3/(2h) = 1$ 程度のストリークが確認でき、図9で述べたように $40 \leq \Delta x_1/(2h) \leq 80$ におけるスパン方向への揺らぎが明確になっている。また、 $\Delta x_1/(2h) = 10$ 程度のスケールのストリークがランダムに存在する領域 ($\Delta x_1 < 40$) と比較的長いストリークが存在する領域 [$40 \leq \Delta x_1/(2h) \leq 80$] がある。一方、ポアズイユ乱流においては、このような大規模構造によるピークは存在せず、すべてのスケールパラメータ $j_3 = 1, 2, 3$ において $j_1 = 13$ でピークをもつ分布となる。ポアズイユ乱流の流路中央部においては、主流方向に流路高さ $2h$ 程度の長さスケール(スケールパラメータ $j_1 = 13$ に対応する)の構造がおもに乱れのエネルギーに寄与している。

以上のように熱線を用いて、クエット乱流中に現れるストリーク構造の概略が知られたが、図9に見るようにストリークは途中で途切れたり、ランダムに現れたりするためにその特性を調べるのが難しい。そこで、vortex generator (VG) で縦渦のペアを導入し⁽³⁾、途中で途切れることのないストリークを作り、このス

トリークの空間構造を調べた。VG は、 $x_1/(2h)=76$ に設置し、VG による直接の影響が消え準定常的な縦渦が得られる $x_1/(2h)=110$ より下流で測定した。VG を設置した場合とそうでない場合のスパン方向の相関は、ほぼ同じ位置で最小値をとり、最小値の値もほぼ等しい(図 14)。また、ウェーブレットエネルギースペクトルは、図 11 に示すように VG を設置した場合には、 $j_3=3$ でのエネルギーが若干減少しているものの VG をつけない場合の特徴をもち、ストリークの統計的性質は VG の有無によらず同じである。Hamilton ら⁽⁴⁾ のミナル平面クエット乱流のシミュレーションでは、 x_1 方向に周期境界条件が採用されており、また流れ場にはつねに大規模縦渦が存在しているため、流路入口では、強制的に縦渦を導入していることになる。この点で、VG により縦渦を導入した場合のストリーク構造とミナル平面クエット乱流のそれは類似しており、これらを比較検討することはクエット乱流中の大規模構造を考察するうえで興味のあることである。

Hamilton ら⁽⁴⁾ が示したようなストリーク構造の時間発展をこの実験結果から調べることはできない。しかし、多くのサンプルを集めることによりストリーク再生サイクルの各段階におけるスナップショットを見ることは可能である。VG を取付けた場合の $u_i(x_1, x_3)$ の分布を図 15 に示す。この低速ストリークの x_1 方向への変化は、図 15(a) のようにスパン方向に揺らいでジグザグ構造を示す場合と図 15(b) のようにまっすぐに伸びる場合がある。これは、Hamilton らが示したストリークの時間発展サイクル、すなわちストリークのジグザグ配置と直線配置を繰返すサイクルに対応している。VG を導入した場合の低速ストリークのスパン方向の揺らぎはスモークワイヤ法による可視化においても観測されており(図 16)、VG を取付けた場合のクエット乱流の 16 チャンネル I 形熱線による測定が、ストリークの空間構造をよくとらえてることがわかる。低速ストリークのスパン方向への揺らぎを定量的に評価するためにストリークの主流方向に対する傾きを調べた。低速ストリークの x_1 方向に対する傾き角 θ は、次のようにして求めた。ある x_{10} における $u_i(x_{10}, x_3)$ が最小値をとるスパン方向位置 x_{3min} を求める。 x_{3min} をこの x_{10} でのストリークの中心位置とする。すべての x_1 に関してこの計算を行うと断面 (x_1, x_3) 内にストリークの軌跡が曲線として得られる(図 17)。この曲線の x_1 への傾き θ を低速ストリークの傾きとした。この θ の分布を図 18 に示す。図 18 中の矢印の区間は、図 15(a)、(b) に対応している。図

Fig. 15 Equi-velocity contours of $u_i(x_1, x_3)$ with VG at center plane: thick lines depict $u_i/U_c = -0.05$ and thin lines $u_i/U_c = 0.05$

Fig. 16 Equi-velocity contours of $u_i(x_1, x_3)$ with VG at center plane: the velocity measured by smoke-wire visualization

Fig. 17 Inclination angle of streak

Fig. 18 Inclination angle of streak of Couette flow with VG at $Re_b = 15\,000$

Fig. 19 Smoke-wire visualization in x_2 - x_3 plane of Couette flow at $Re_b=700$ ($Re^*=100$)

18(a)より、ストリークの x_1 に対する傾きは、約 $\pm 3^\circ$ で、 x_1 方向に周期的に変化し、その波長は、ほぼ $(20\sim 25)\times 2h$ 程度であることがわかる。一方、図18(b)では、 θ の周期性は見られず、部分的に $\theta \approx 0$ の直線部分も見られる不規則な変化となっている。Hamiltonらの示したミナル平面クエット乱流における再生サイクルに現れるストリークのスパン方向の揺らぎの波長は、 $3\times 2h$ 程度で本実験で得られたストリークの波長とは7~8倍程度の違いがある。ミナルクエット乱流においては、主流方向の周期境界条件により特定の波長をもつストリークの揺らぎが強調される可能性がある。実際、ミナルクエット乱流に現れるストリークの揺らぎの波長は主流方向の計算領域の長さとも一致している。一方、本研究においては、そのような主流方向への周期性の制限はない。両者の流れ場の主流方向への条件の相違がストリークの揺らぎの波長の違いを生じさせたものと考えられる。しかし、波長は違うものの、本実験のクエット乱流におけるストリークがジグザグ配置と直線配置のパターンを示しており、ストリークの生成と崩壊の一連のサイクルが現れているものと考えられる。

4.2 縦渦の可視化 断面 (x_2, x_3) 内において、スモークワイヤ法によりクエット乱流中の縦渦運動に関連する壁垂直速度成分の可視化を行った。図19に断面 (x_2, x_3) の可視化写真を示す。可視化写真より断面を横切って壁から流路中央へ連なる壁垂直方向の大規模な運動があることがわかる(図19中の矢印)。これは、主流方向を向いた大規模縦渦による対流運動によるものと考えられ、このような対流運動により大規模ストリークが生成される。一方、壁面近く(壁にいちばん近いワイヤの位置は、 $x_2^* \equiv x_2 u^*/\nu = 33$)では、図19中の上壁側に示したように $\Delta x_3^* \equiv \Delta x_3 u^*/\nu \approx 100$ 間隔にイゼクションが観察される。このイゼクションの一部は、大規模対流運動に連なっているが、そうでないものもある。この大規模運動に関連したイゼクションの間隔は、上壁において $\Delta x_3/(2h) \approx 1$ 程度となる。

可視化写真から流路中央部の大規模スケールが壁近傍と一部つながりがあることから、内層と外層の相互作用の存在を推測することができる。

5. 結 論

(1) クエット乱流の二次元ウェーブレットエネルギースペクトルは、大規模ストリーク構造と小スケールの運動に対応した位置に盛上がりが見られる。大規模ストリークに対応するスケールだけを取り出して再構成した結果、このストリークは流れ方向に $(10\sim 40)\times 2h$ 程度、スパン方向に $2h$ 程度のサイズである。

(2) VGを設置した場合とそうでない場合のウェーブレットエネルギースペクトルと u'_i のスパン方向の相関は、ほぼ等しく双方の統計的な性質は等しい。

(3) クエット乱流中において、縦渦(VGで生成)により強制的に導入したストリークは、ジグザグ配置をとる場合と直線配置をとる場合がある。ストリークがジグザグ配置をとるときのスパン方向の揺らぎの波長は、 $(20\sim 25)\times 2h$ 程度である。本実験では主流方向への傾き角は、ほぼ $\pm 3^\circ$ であった。

(4) 断面 (x_2, x_3) の可視化によりスパン方向に $\Delta x_3^* \approx 100$ 程度の間隔をもつイゼクションと大規模縦渦運動による大きな対流運動が観測された。壁からのイゼクションによる運動は、流路中央、あるいは他方の壁面にまで及ぶ場合もある。これは、流路中央部の大規模縦渦の対流運動と関連しており、内層と外層との相互作用の存在を示している。

文 献

- (1) Komminaho, J., ほか2名, Very Large Structures in Plane Turbulent Couette Flow, *J. Fluid Mech.*, **320** (1996), 259-285.
- (2) Tillmark, N. and Alfredsson, P. H., Large Scale Structure in Turbulent Couette Flow, *Adv. Turbulence*, **VII** (1998), 59-62.
- (3) 梅木雅之・鬼頭修己, 平面クエット乱流の大規模縦渦構造の維持機構の解明, *機論*, **69**-684, B(2003), 1807-1813.
- (4) Hamilton, J. M., ほか2名, Regeneration Mechanism of Near-Wall Turbulence Structures, *J. Fluid Mech.*, **287** (1995), 317-348.
- (5) Kawahara, G. and Kida, S., Periodic Motion Embedded in Plane Couette Turbulence: Regeneration Cycle and Burst, *J. Fluid Mech.*, **449** (2001), 291-300.
- (6) Kim, K. C. and Adrian, R. J., Very Large-Motion in the Outer Layer, *Phys. Fluids*, **11** (1999), 417-422.
- (7) Li, H. and Zhou, Y., Multi-Scale Eddy Structure Identification in a Turbulent Near-Wake Using Wavelet Analysis, *Proc. 3rd Int. Symp. Turbulence, Heat Mass Transf.*, (2000), 629-636.
- (8) 山口昌哉・山田道夫, ウェーブレット解析, 科学, 岩波書店, **60**-6(1990), 398-405.