

## 壁面のスパン方向運動による縦渦・低速ストリークの崩壊機構

名工大大学院機能工学専攻 鬼頭修己(Osami Kitoh), 牛島達夫(Tatsuo Ushijima)  
Department of Engineering Physics, Electronics and Mechanics, Graduate  
School of Engineering, Nagoya Institute of Technology

### 1. 緒言

発達した平面ポアズイユ乱流の一方の壁面をスパン方向に運動させることにより一時的に乱れ運動エネルギーが低下したり, 主流方向の壁面摩擦係数が低下することが知られている<sup>(1)</sup>. その後乱れ運動エネルギーは回復し, 新しい条件に適合した壁乱流が形成される. 壁面をスパン方向に振動運動させると, 乱れ運動が低下した状態を持続できることも実験<sup>(2)</sup>, 数値シミュレーション<sup>(3)</sup>によって報告されている. このような乱れエネルギーの減少は, 壁組織構造が壁面のスパン方向運動により破壊され乱れエネルギー生成が抑えられるためであることが知られている. これまでに乱れエネルギー生成減少の機構が提案されてきたが, 壁組織構造全体(縦渦と低速ストリーク)の崩壊機構を説明したものはない.

近年, 壁乱流組織構造の維持・再生機構に関する知見が著しく進展した<sup>(4)</sup>. 本研究では, この知見に基づきスパン方向壁面運動による縦渦・低速ストリークの崩壊機構を解明することを目的とする.

### 2. 座標系, 数値計算法, 流れパラメータ

図1にここで研究対象とする流れの模式図と座標系を示す. 初期の流れは, 平行平板間に発達したポアズイユ乱流 ( $Re^* = \delta u^* / \nu = 100$ :  $u^*$ ; 摩擦速度;  $\delta$ ; チャネル半幅) である. 座標系は図に示すように, 主流方向  $x$ , 壁垂直方向  $y$ , スパン方向  $z$  である. 時刻  $t_0^* = u^* t / \delta = 0$  に, 下壁面を正のスパン方向へチャネルの中心速度  $U_{\infty}$  と同じ速度で運動させ, せん断を加えたあとの流れを考える.

$(x, y, z)$  方向の速度成分を  $(u, v, w)$  とする. DNS として擬スペクトル法を用いた<sup>(1)</sup>. 計算領域は,  $L_x \times L_y \times L_z = 2\pi\delta \times 2\delta \times \pi\delta$ , 格子数は  $N_x \times N_y \times N_z = 48 \times 65 \times 32$  である. 縦渦の同定法として, Kida & Miura による圧力断面極小旋回法<sup>(5)</sup>を用い, 圧力のヘシアンの中間固有値  $\lambda_2^+ > 0.01$  で旋回条件を満たすものとした.

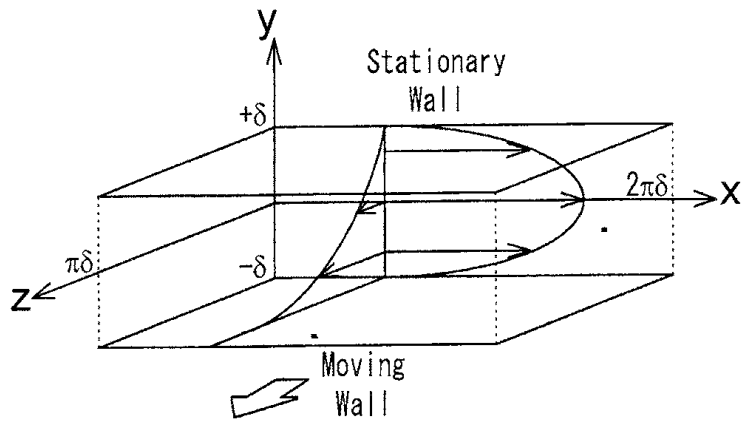


図1 計算領域と座標系

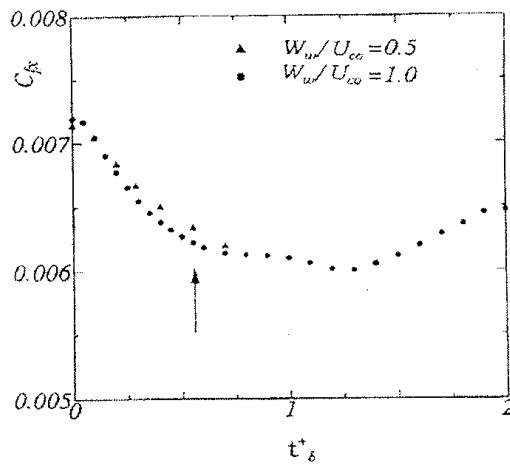


図2 x方向壁面摩擦係数の変化

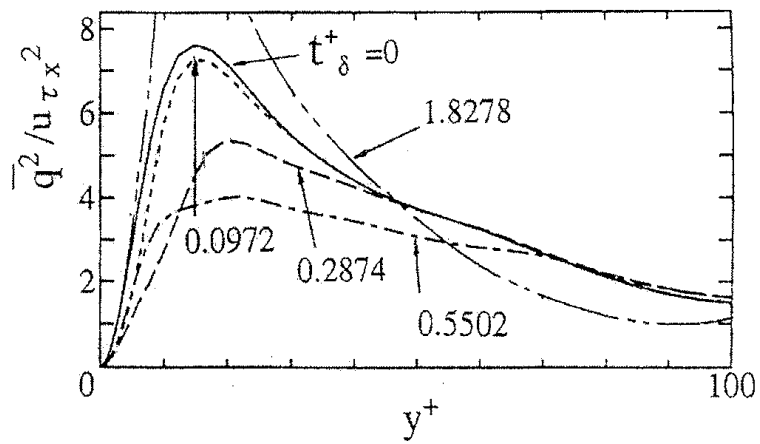


図3 乱れ運動エネルギー分布の変化

### 3. 摩擦係数, 乱れ運動エネルギーの変化

図2は,  $x$  方向壁面摩擦係数  $C_{fx} = \tau_x / (0.5 \rho U_\infty^2)$  の  $t_s^+$  に対する変化である. 摩擦係数は, 運動開始とともに低下し, およそ  $t_s^+$  が 1 で最小になった後再び増加に転ずる. この傾向はスパン方向速度の大きさが  $U_\infty$  の 1.0, 0.5 倍いずれも同じである. 図3は乱れ運動エネルギー分布の変化を示したものである. ここで,  $q^2 = (u'^2 + v'^2 + w'^2) / 2$ ,  $u_{\tau,x} = (\tau_x / \rho)^{1/2}$  である. 乱れ運動エネルギーは  $t_s^+$  とともに減少し, およそ  $t_s^+$  が 0.55 で最小値となった後, 新しい壁面乱流が形成されるにつれ増加する. 以上のように, 壁近傍の乱れは壁面運動開始後いったん減衰するがその後回復する.

### 4. 縦渦の崩壊過程

下壁面の正のスパン方向への運動に, 壁組織構造の正(渦度  $\omega_x > 0$ )と負( $\omega_x < 0$ )の縦渦は異なった応答をすることが知られている. ここでは, その様子をそれぞれの縦渦が占める空間体積の割合でみる. 壁近くの層を壁変数の厚さ  $\Delta y^+ = 10$  に区切る. 各層の体積を  $V_t$ , 各層に占める正の縦渦の体積を  $V_p$ , 負の縦渦の体積を  $V_n$  とするとそれぞれの体積割合は,

$$V_{p\text{ratio}} = V_p / V_t, \quad V_{n\text{ratio}} = V_n / V_t \quad (1)$$

と表される. 図4はこの体積割合の  $t_s^+$  に対する変化を示す. 太い線が正の縦渦変化を, 細い線が負の縦渦変化を示す. 壁面運動に対して最初に反応するのは壁に一番近い正の縦渦(太い実線)である. 正の縦渦は体積が急減し, 崩壊していることがわかる. これに対し, 壁に近い負の縦渦は体積がいったん増加し,  $t_s^+$  が 0.3 以

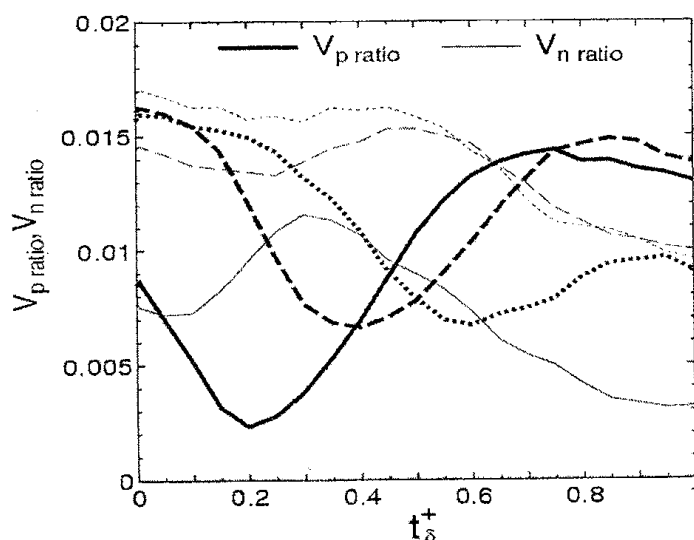


図4 正, 負縦渦の体積割合の時間変化

太線; 正の縦渦: 細線; 負の縦渦

実線;  $0 \leq y^+ \leq 10$ , 破線;  $10 \leq y^+ \leq 20$ , 点線;  $20 \leq y^+ \leq 30$

降減衰が始まる。壁からの距離が大きくなるにつれ、壁面運動への応答は遅くなる。いずれの距離においても、正の縦渦の減衰が終了してから負の縦渦の減衰ははじまる。このように、壁面運動の正と負の縦渦への応答は非対称性が明確である。

図5はひとつの正の縦渦を時間の経過とともに追跡し、その形状の変化がわかるように重ねて示したものである。x-z 面上の図は、渦を上からみたもので、x-y 面上の図は横からみた図である。時間の経過とともに正の縦渦の上流端から減衰が進行していることが分かる。それとともに、縦渦上流端は負のスパン方向および壁から離れる方向に移動することが分かる。一方、図6の負の縦渦の変形過程は正のそれとは大きく異なる。すなわち、縦渦上流端の減衰は顕著にみられず、正のスパン方向に弓状に曲げられる。上流端の壁からの位置は  $y^+$  が 5~10 で大きく変化することはない。

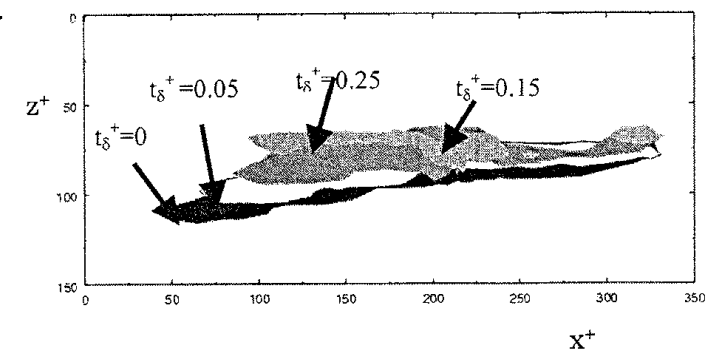


図5 正の縦渦形状変化

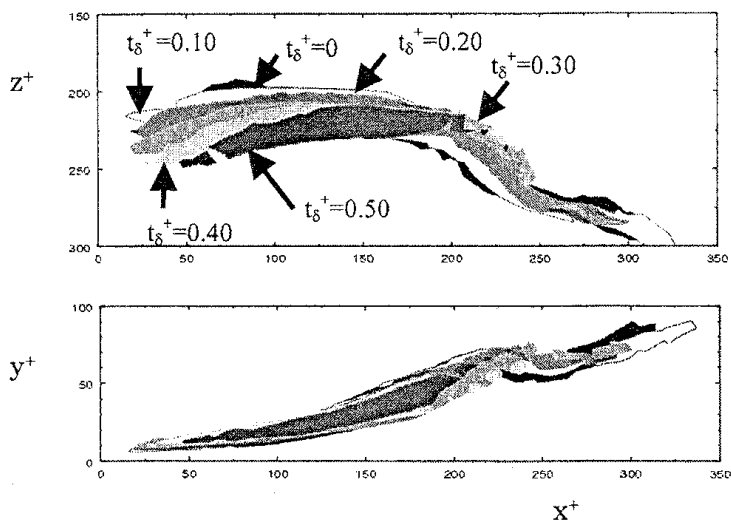


図6 負の縦渦形状変化

図7, 8は, 正, 負縦渦上流端の  $y$ - $z$  面上の時間変化を代表的な渦について調べたものである. 両者の違いが明白にみることができ. 正の縦渦では, 上流端は時間

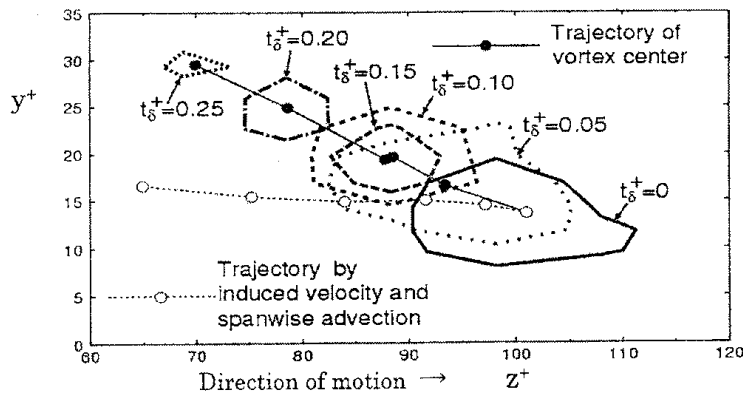


図7 正の縦渦上流端移動の様子

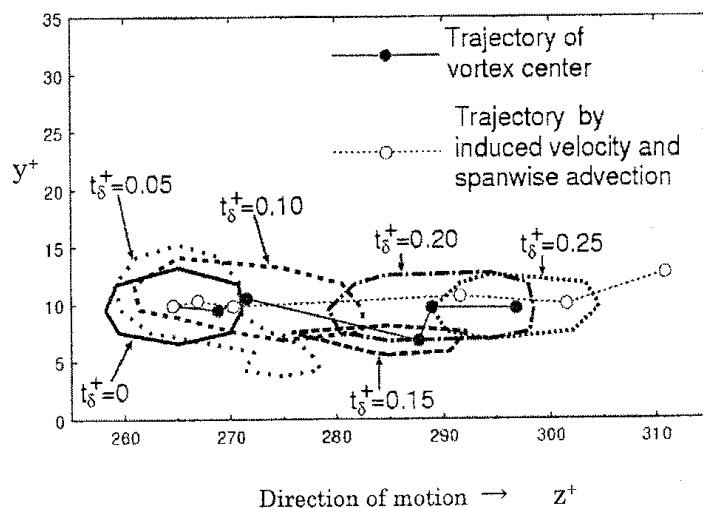


図8 負の縦渦上流端移動の様子

とともに壁から離れるが, 負の渦ではほとんど変化しない. また, スパン方向には互いに反対方向に移動する. このような縦渦上流端の移動の理由を, 縦渦周囲の渦度分布から考察してみる.

図9は, 運動開始前と直後の正の縦渦回りの  $y$ - $z$  断面内渦度分布を示す. 図中矢印は速度ベクトルである.  $t_\delta^+ = 0$  では, 正の縦渦 (壁近くの太い実線) を取り囲むように正の渦度が分布し, それと壁面の間には壁面の粘着条件により負の渦度が強い領域が存在している.  $t_\delta^+ = 0.05$  では壁面の運動によりこれらの渦が斜め方向に引き伸ばされる. この際, 負の渦度領域には負の縦渦 (子渦) が生まれる. 正の縦渦と負の子渦は, 互いの誘導速度によって図中の矢印 (太) 方向に渦中心が移動する

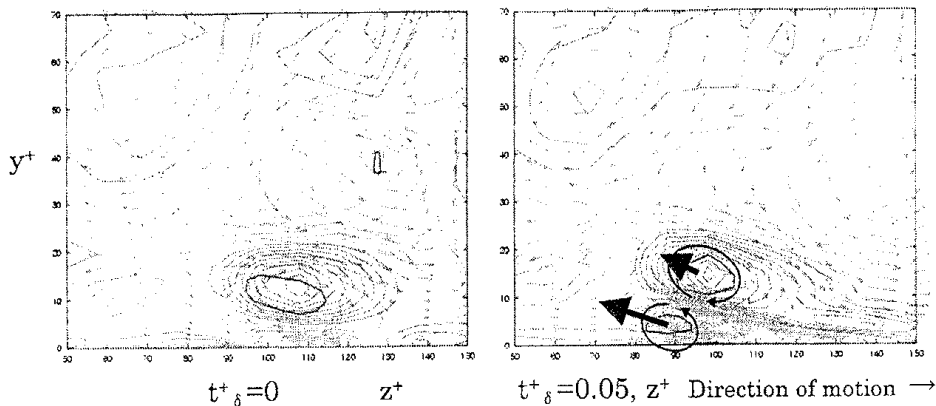


図9 壁面運動開始前と直後における正の縦渦上流端周りの渦度分布

矢印(細) ; 速度ベクトル : 矢印(太) ; 誘導速度(予測)

位置関係になっている。これにより正の縦渦の上流端が図9中で左上方に移動することが理解される。負の縦渦の場合は、渦度の符号が逆転した分布となるため、誘導速度は、右下方向になる。しかし、壁面の拘束により壁面平行右向きに移動することになる。

壁組織構造中に現れる縦渦の維持・再生には、壁面近くのスパン方向渦度を縦渦に取り込む必要がある。その機構として、辻本・三宅は縦渦上流端の渦運動によるスパン方向渦度の巻き上げと速度せん断によるティルティング作用による巻き上げ渦度の主流方向渦度への変換を指摘している<sup>(4)</sup>。

図7に示すように正の縦渦上流端は、時間とともに壁から離れていく。このため壁面近くのスパン方向渦度を巻き上げる能力が低下する。これにより、正の縦渦には渦度の供給が減少し、正の縦渦が減衰する。これに対し、負の縦渦の上流端は壁面近くに留まっているため、壁面運動後もスパン方向渦度を巻き上げ縦渦に取り込む。このため縦渦が減衰しないのである。

スパン渦度巻き上げの変化を次の無次元化した渦度輸送方程式から見てみよう。

$$\frac{D\omega}{Dt} = A + \nabla^2\omega$$

右変の  $A$  は渦度の生成項でこれを渦度ベクトルの方向成分  $f_e$ 。それに垂直成分  $f_t$  に分解する。 $f_e$ はストレッチング、 $f_t$ はティルティングに対応する<sup>(4)</sup>、図10参照。 $f_t$ の  $y$ 軸方向成分  $f_{ty}$  はティルティングにより生成した  $y$ 方向渦度、すなわち巻き上げによってスパン渦度を  $y$ 方向渦度に変換する場合に現れる項である。こ

$$A = f_e + f_t = f_e e_\omega + f_t e_t$$

の変化をつぎに調べてみよう。図11は正の渦度を持つ領域で平均した  $f_{ty}$  を  $y^+$  に対して示したものである。 $t^+_\delta = 0$  では  $f_{ty}$  は、スパン方向渦度の巻き上げが盛んな  $y^+ \sim 10$  で最大値となっている。しかし、運動開始後急速に零となりスパン渦度の巻き上

げがなくなることが分かる。これに対し、負の渦度領域での  $f_{ty}$  は  $t_{\delta}^+$  が 0.3 まで

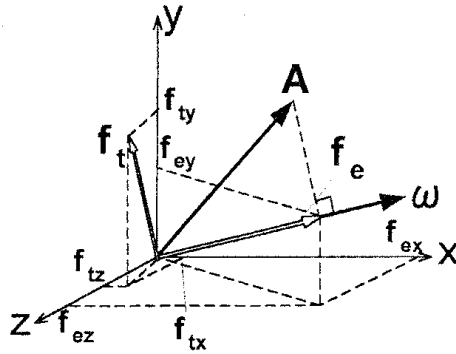


図 10 渦度ベクトルと生成項の成分分解

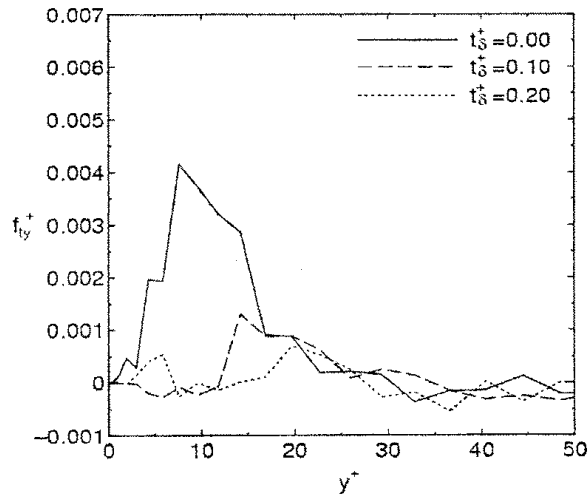


図 11 正の渦度領域での  $f_{ty}$

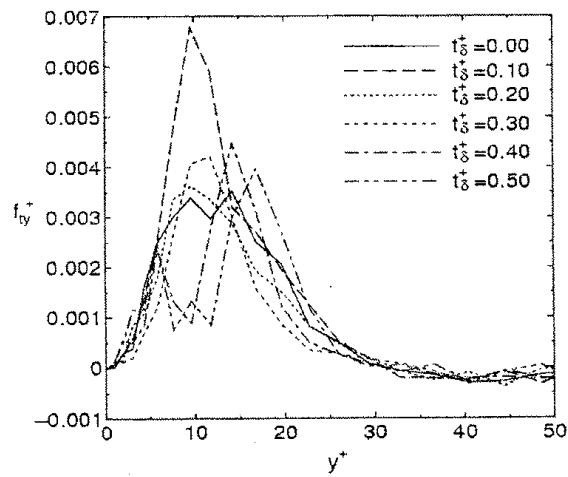


図 12 負の渦度領域での  $f_{ty}$

は減衰することではなく，スパン渦度が盛んに巻き上げられている． $t_s^+$ が 0.4 以降  $y^+$ が 10 近くで減衰し，これ以降負の縦渦の減衰が始まる．負の縦渦の減衰は次節で述べる低速ストリークの崩壊により，渦運動によるスパン渦度の巻き上げが妨げられるためと考えられるが，現段階では十分理解が進んでいない．

## 5. 低速ストリークの崩壊過程

低速ストリークの崩壊は以下に述べる二つの過程により進む．(1) 正と負の縦渦が重なり合う場所でストリークが分断される．(2) 壁面のスパン方向への運動により低速流体，高速流体が壁垂直方向に各層が薄く積重なるため粘性散逸が強くなり，低速ストリークが減衰する．(1)の過程は，縦渦上流端がスパン方向に移動する(図7，図8)ため渦の重なりがなくなりストリークが切断されると考えられる．(2)の過程を乱れエンストロフィーの変化としてみてみよう．図13aは

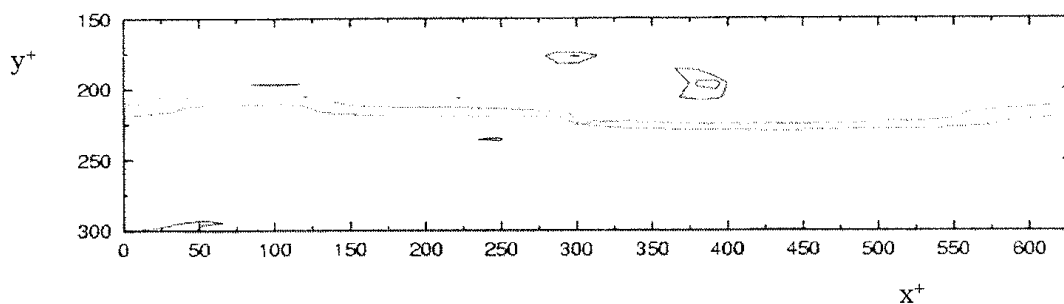


図13a  $t_s^+=0$ での低速ストリーク

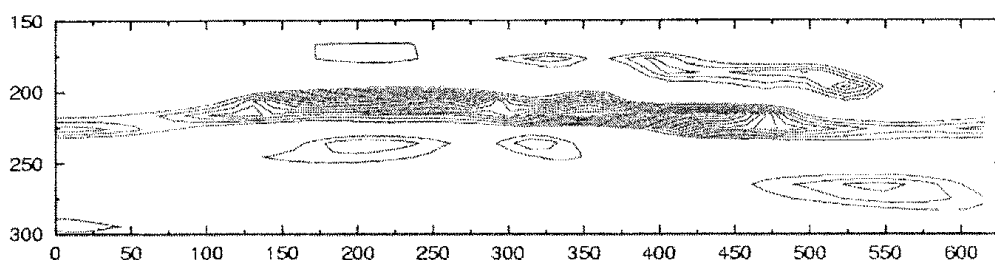


図13b  $t_s^+=0.1$ で低速ストリーク周りの変動エンストロフィー

$t_s^+=0$ での低速ストリークを示している．図13bは $t_s^+=0.1$ での低速ストリーク周りに発生した強いエンストロフィーの等値線を示している．このエンストロフィーに比例した粘性散逸が低速ストリークを崩壊させていく．

## 6. 結言

壁面のスパン方向(正)への運動により，縦渦とストリークの崩壊過程を調べた．縦渦上流端は，周囲の渦度による誘導速度により移動するが，正と負の縦渦で移動の様子が大きく異なる．正の縦渦では渦上流端は時間とともに壁から離れる．負の



縦渦では、上流端は壁からの距離がほぼ一定である。壁から離れた正の縦渦上流端はスパン方向渦度を巻き上げ縦渦に取り込むことができないため、正の縦渦が最初に減衰する。負の縦渦は、低速ストリークが崩壊した後減衰するがその詳細な機構については現段階では不明である。低速ストリークは、正負縦渦が重なる場所で切断され、粘性散逸により変動エンストロフィーが強い場所で減衰する。

#### 文献

- (1) 鬼頭, 谷岡, 兼子, 機論, 65-632, B (1999), 121-128.
- (2) Laadhari, F., Skandaji, L. and Morel, R. Phys. Fluids, A6-10 (1994), 3218-3221.
- (3) 三宅, 辻本, 高橋, 機論, 63-605, B (1999), 121-128.
- (4) 辻本, 三宅, 機論, 64-623, B (1998), 1989-1996.
- (5) Kida, S. and Miura, H., J. Phys. Soc. Jap. 67-7 (1998), 2166-2169.