

ストリークの存在する境界層において乱流遷移のきっかけとなる流れの構造

吉川 穰^{*1}, 西尾 悠^{*1}, 伊澤 精一郎^{*1}, 福西 祐^{*2}

Key structure which initiate laminar-turbulent transition process in boundary layer with streaky structures

Joe YOSHIKAWA^{*1}, Yu NISHIO^{*1}, Seiichiro IZAWA^{*1} and Yu FUKUNISHI^{*2}

^{*1,*2} Department of Mechanical Systems and Design, Graduate School of Engineering, Tohoku University
6-6-01 Aramaki-Aoba, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

Received: XXXX; Revised: XXXX; Accepted: XXXX

Abstract

Numerical simulations are carried out aimed at finding a key flow structure which leads to a laminar-turbulent transition of a boundary layer with streaky structures. In the preliminary computation, an array of cuboids is used to form streaky structures inside a boundary layer. Then, a disturbance is introduced into the boundary layer by ejecting a short-duration jet from a hole in the wall into a low-speed region in the streaky structures. Although the boundary layer returns to a laminar state when the jet velocity is set to 18% of the uniform flow velocity, it eventually turns into a turbulent state downstream in the 20% case. The differences are investigated in detail in terms of the vortical structures. As a result, only in the stronger jet case, a flat spanwise vortex is generated beside one leg of a hairpin vortex and it merges with the streamwise vortex nearby forming an inclined streamwise vortex. On the other hand, the flat spanwise vortex disappears without being connected to the streamwise vortex in the weaker jet case. The inclined streamwise vortex is stretched by the mean velocity gradient of the boundary layer growing into a strong vortex, and new vortex structures are generated around the inclined one, which leads to turbulence. Therefore, the results suggest that formation of the inclined vortex is the key to transition of the boundary layer.

Keywords : Laminar turbulent transition, Boundary layer, Key vortex, Streaky structure, Short duration jet

1. 緒 言

境界層の乱流遷移は、壁面摩擦の大幅な増加を招く一方で熱伝達や物質拡散を促進する側面も合わせ持っている。したがって、その遷移過程を理解し境界層の中で何が起きているのかを知ることが、学術的な興味の対象であるばかりでなく工学的にも非常に大きな課題であり、これまでも数多くの研究がなされてきた。

境界層遷移は流れの不安定性と密接に関わっている。例えば、遷移初期段階における固有モードの増幅率は線形安定論によって与えられ、線形化された攪乱方程式を解くことで境界層内の2次元不安定波動（Tollmien-Schlichting波、T-S波）の成長を精度よく予測することが可能である。バイパス遷移ではT-S波が成長するよりも先に高速と低速の領域がスパン方向に交互に並んだストリーク構造が発達するが、この現象は3次元攪乱に対する固有モードの非直交性に起因して起こる過渡増幅機構（Schmid and Henningson, 2001）として説明されている。このストリーク構造が下流で崩壊すると、局所的に乱流が生成され乱流斑点となる。Matsubaraら（Matsubara and Alfredsson, 2001）

No.17-00478[DOI:10.1299/transjsme.17-00478]

^{*1} 正員, 東北大学大学院工学研究科 (〒 980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-01)

^{*2} 正員, フェロー, 東北大学大学院工学研究科

E-mail of corresponding author: yoshikawa@fluid.mech.tohoku.ac.jp

はバイパス遷移の可視化実験を行い、乱流斑点の生成前にストリークが比較的短い波長の波状の動きを示すことを報告した。この現象は低速ストリークの2次不安定として知られており、スパン方向の対称性から Varicose (対称) モードと Sinuous (反対称) モードに分けられる。ストリーク構造はその高速部と低速部の速度差が大きいほど不安定となるが、Sinuous モードは Varicose モードと比べて小さな速度差のストリークに対しても不安定な波数が現れるため、遷移境界層中では Sinuous モードの不安定が観察されやすい (Andersson et al., 2001)(Brandt et al., 2004)。Brandt ら (Brandt and Henningson, 2002) は数値計算において人為的に Sinuous モードによる遷移を引き起こし、その線形成長過程で流れ方向渦度成分が生成される理由を探るとともに、その遷移過程を他の遷移過程と比較した。Asai ら (Asai et al., 2007) はストリーク不安定から乱流の発生に至る過程を風洞実験により調べ、ストリークの崩壊は Sinuous モードの不安定性によって攪乱が過渡増幅したために引き起こされることを明らかにした。一方、Brandt ら (Brandt et al., 2004) や Schlatter ら (Schlatter et al., 2008) は数値計算によりストリークの崩壊現象について調べ、Varicose モードの不安定による崩壊も起こりうることを指摘している。また、Sinuous モードによる遷移では低速ストリークのすぐ脇に quasi-streamwise vortices が現れるのに対して、Varicose モードによる遷移では Λ 渦が観察されることも報告している。

このように境界層遷移の後期過程に関する研究は数多く行われ現象の理解も徐々に進みつつあるが、いかなる渦構造が乱流の初生に関わっているのかはよくわかっていない。そこで本研究では、流れ場が乱流に遷移するための普遍的な環境要因を探り出すことを目的として、ストリーク構造が存在する流れ場を対象に、局所的に加えた攪乱によって引き起こされる乱流遷移過程の初期を詳細に観察することで、乱流の初生に関わる渦構造を特定することを試みた。乱流のはじまりに本質的に何が必要とされているのかを調べるには、遷移を引き起こしやすい Sinuous モードを対象とする必要はない。本稿では、低速ストリーク中央の壁面から短時間噴流を発生させることであえて Varicose モードを刺激する方法を選択し、噴流の速度のわずかな違いによって下流において乱流状態に至る流れ場と層流状態に戻ってしまう2つの流れ場を数値計算によって求め、違いが生じた原因を渦構造の観点から詳細に調査した。

2. 計 算 方 法

2.1 支配方程式と計算手法

支配方程式は、代表速度を一様流速度、代表長さを流入部層流境界層の排除厚さとして無次元化された3次元非圧縮性 Navier-Stokes 方程式と連続の式である。ただし本計算では、解析対象である速度変動の時空間発展を精度良く捉えるため、速度 \mathbf{u} 及び圧力 p を便宜上基本流成分 ($\bar{\mathbf{u}}, \bar{p}$) と変動流成分 (\mathbf{u}', p') に分離し、変動流成分についてのみ解いた。以下に、変動流成分に対する支配方程式を示す。

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \{(\bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}') \cdot \nabla\} \mathbf{u}' = -\nabla p' + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u}' - (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}' = 0 \quad (2)$$

ここでレイノルズ数 Re は一様流速度と流入部排除厚さで定義される。基本流としては、NS 方程式を満たす定常解の1つである平板層流境界層の速度分布、すなわち Blasius 境界層分布を与えた。計算アルゴリズムには Marker and Cell (MAC) 法を、時間進行には2次精度 Crank-Nicolson 半陰解法を適用した。また、空間微分項の離散化には移流項にのみ3次精度上流差分法 (Kawamura-Kuwahara スキーム (Kawamura et al., 1986)) を用い、その他の項には2次精度中心差分法を用いた。圧力の Poisson 方程式は Successive Over-Relaxation (SOR) 法 (緩和係数 1.97) を用いて解き、次の時刻の速度を求める際の空間微分項には多方向差分法 (Kuwahara and Komurasaki, 2002) を適用して計算の安定化を図った。なお、多方向差分法を用いて空間微分量を計算する際には、元の座標系に対して対角方向に軸を持つ3つの座標系の成分を加味し、6:1:1:1の割合で足し合わせることで算出した。計算コードは OpenMP により並列化されている。

2.2 計算領域

図1に計算領域の概要を示す。座標系は壁面上スパン方向中央に原点をとり、流れ方向を x 、壁面垂直方向を y 、スパン方向を z とした。計算領域は、流れ方向に 400、壁面垂直方向に 30、スパン方向に 40 とした。平板前縁は $x=-177$ にある。格子点数は、流れ方向、壁面垂直方向、スパン方向にそれぞれ 2001 点、101 点、201 点である。なお、計算格子は、流れ方向及びスパン方向は等間隔 ($\Delta x = \Delta z = 0.2$) とし、壁面垂直方向には以下に示す式に従って変化させた。

$$\Delta y = \begin{cases} 0.1 & (j \in [0, 60]) \\ 0.1 + (30 - 0.1 \times 100) \times \left(\frac{j-60}{100-60}\right)^3 & (j \in (60, 100]) \end{cases} \quad (3)$$

ここで、 j は y 軸方向の格子点番号である。等間隔格子の範囲 ($0 \leq j \leq 60$) は、流入境界における層流境界層厚さ 2.89 の 2 倍弱、流出境界における層流境界層厚さ 5.22 の約 1.15 倍に相当する。格子間隔の変化率は最大で 1.1 倍である。本計算コードの妥当性については、平板境界層中に励起した T-S 波の成長と減衰の様子を線形安定論の中立安定曲線と比較することで検証し、両者の一致は良いことを確認した。

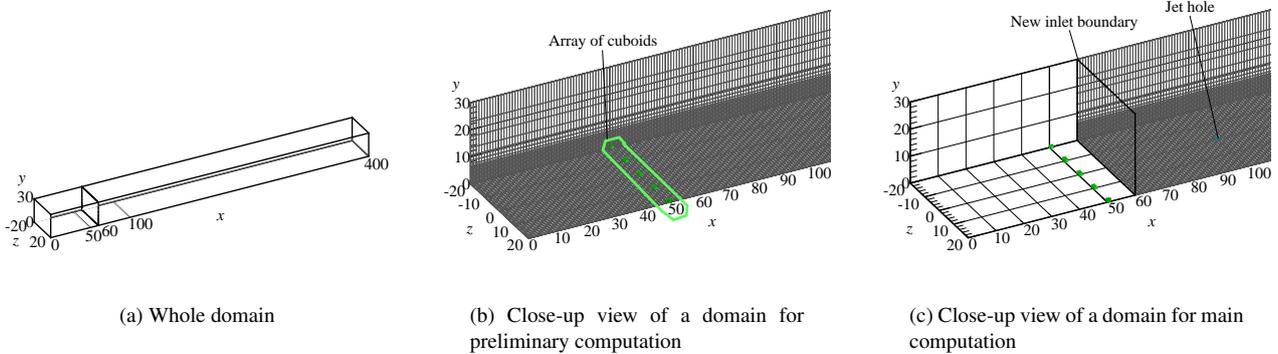


Fig. 1 Computational domain.

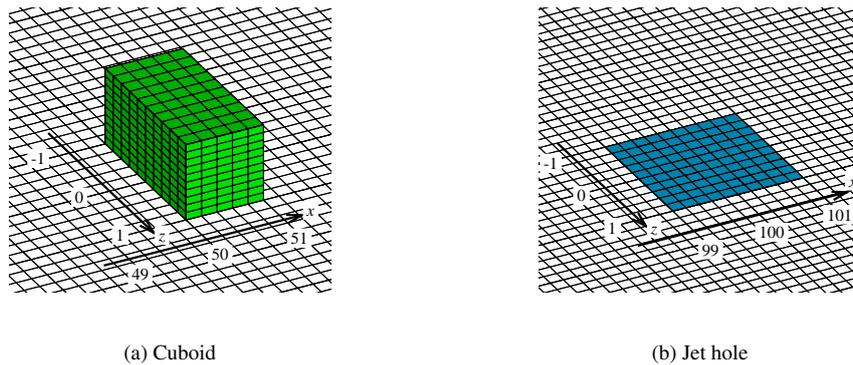


Fig. 2 Close-up views of a cuboid and a jet hole.

2.3 計算条件

計算は、ストリークを伴う境界層流れを得るための予備計算と、得られた流れ場を初期条件として設定し低速ストリークに対して噴流を噴射して境界層の不安定化を促す主計算の 2 つに分けて計算を行った。いずれの場合においても、流入位置におけるレイノルズ数 Re は線形安定論が予測する臨界レイノルズ数 520 よりも大きい 530 と

した。予備計算では、境界層内にストリークを生成するため、図 2(a) に示す x, y, z 方向の長さがそれぞれ 1, 1, 2 の直方体を、 $x = 50$ の位置にその上流端が来るようにスパン方向に距離 10 おきに 4 つ並べて設置し、定常となるまで計算を行った。ここで、直方体の間隔は生成される低速ストリークの間隔、すなわちスパン方向波数に対応しており、噴流噴射位置 $x = 100$ において境界層の粘性スケールで無次元化した波数が、Andersson ら (Andersson et al., 1999) の最適攪乱の値 0.45 と一致させた。また、直方体の高さは、その位置の境界層厚さの約 1/3 に相当している。主計算では、予備計算で得られた定常な速度場を速度分布の初期値とし、 $x = 60$ の位置を流入境界に設定しなおして計算を行った。低速ストリークに対して壁面から噴射する噴流は、図 2(b) に示す $x = 100, y = 0, z = 0$ を中心とする 2×2 の壁面上の正方形領域に、 $t = 0$ から無次元時間 15 の間だけ一様な垂直方向速度 v_{jet} を与えることで生成した。噴射孔のスパン方向幅は物体と等しく、その後流中に形成される低速ストリークの幅とも同程度である。なお、噴射位置が流入境界に近過ぎ、噴射の影響が流入境界を介して流れ場に影響してしまうことがないことを確認する必要がある。そこで噴流が最大速度 $v_{\text{jet}} = 0.30$ で噴射された場合について流入境界に生じた渦度変動を求めた。その結果、流入境界に生じた渦度変動は初期条件として与えたストリーク構造を含む流れ場の最大渦度に対して 1/1000 程度の大きさに過ぎず、噴流孔は流入境界から十分に離れていると判断した。

本計算では、変動成分に対する運動方程式を支配方程式とするため、境界条件も変動成分に対して設定されなければならない。流入境界の速度変動成分の境界条件として、予備計算では零、主計算では予備計算で得られた値をそのまま定数として与えた。壁面境界は滑りなし条件とし、流出境界及び遠方境界では法線方向の微分量を零とした。圧力の変動成分に関する境界条件は全ての境界において法線方向の微分量を零とし、スパン方向には速度変動・圧力変動ともに周期境界条件を課した。

3. 結果と考察

3.1 形成したストリーク構造を有する流れ場

はじめに、壁面上に配置した直方体列によりその下流にストリーク構造を含む流れ場を形成した予備計算の結果について述べる。図 3 は $x = 100$ の yz 平面における速度分布であり、等速度線を $u = 0.1$ から $u = 0.9$ まで 0.1 間隔で示している。スパン方向には $z = 0$ が一つの直方体の中央で隣の直方体はそれぞれ $z = -10, z = 10$ にある。図には $-5 \leq z \leq 5$ の領域のみを示してある。予備計算では 4 個の直方体物体がスパン方向に周期的に配置されているが、得られた速度分布は、単一の網片の下流にストリークを形成させた Asai ら (Asai et al., 2002) やそれを模した Brandt (Brandt, 2007) の分布のように、 $z = 0$ での低速領域のすぐ脇の $z = \pm 1$ と $z = \pm 2$ の間に高速領域を有するものである。単一の網片下流の流れと類似していることから、物体列のスパン方向間隔は十分に広く、隣同士のストリーク間の干渉は小さいと判断した。図 4 に $x = 100$ における $z = 0, z = \pm 1.8, z = \pm 5$ における速度 u の壁面垂直方向分布を示す。物体と物体の間中の $z = 5$ の位置では速度分布が Blasius 分布とほぼ一致している一方で、 $z = 1.8$ では壁面近くの速度勾配が大きい分布、物体後流の $z = 0$ の位置では変曲点を持つ分布が形成されている。

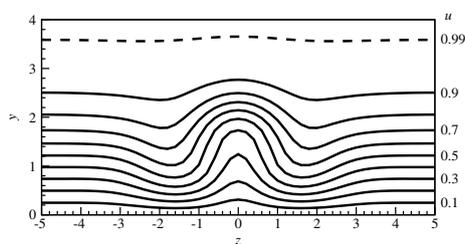


Fig. 3 Contour map of streamwise velocity in the yz plane at $x = 100$. The dotted line indicates the outer edge of a boundary layer defined as a thickness at $u = 0.99$.

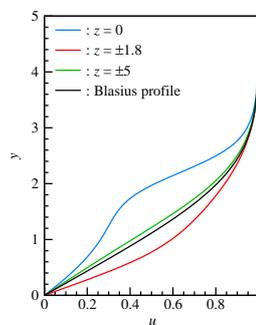


Fig. 4 Wall-normal profiles of streamwise velocity at $x = 100$.

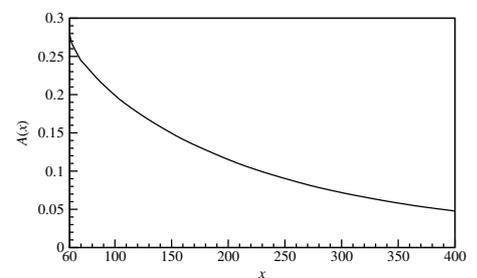


Fig. 5 Streamwise variation of differences between the spanwise maximum and spanwise minimum streamwise velocities $A(x)$.

ストリーク構造の存在により、 x 方向速度 u が z 方向に変化するので、各 y 位置で u の最大値と最小値の差を求め、差の最大値を速度振幅 $A(x)$ と定義する。この時、 x ごとに速度振幅 $A(x)$ が測られた y 位置は異なる点に注意が必要である。図 5 に速度振幅 $A(x)$ の x 方向変化を示す。ストリークが作る速度の振幅は流入境界から流出境界にかけて単調に減衰しており、噴流噴射位置である $x = 100$ においては 0.2 となっている。

3.2 低速ストリークに短時間噴流を噴射した結果

本節では、予備計算により形成したストリーク構造の低速領域に対して、短時間壁面から噴流を噴射した計算結果について述べる。噴流は、図 2 (b) に示した $x = 100$, $z = 0$ を中心とした 2×2 の正方形領域から時刻 $t = 0$ より $t = 15$ まで噴射した。穴の位置は低速ストリークの中にある。噴流は境界層中に渦構造を生成する。噴流速度 v_{jet} を 0.18, 0.20, 0.25, 0.30 と変えて計算を行った。図 6 は、速度勾配テンソルの第二不変量である Q 値が $Q \geq 0.006$ の領域の格子点数から見積もった $Q \geq 0.006$ の領域の体積の時間変化を示している。これは渦の内部と見なせる領域の総体積の時間変化とみなすことができる。 $t = 15$ で噴射を停止したときには、渦領域の体積は噴射速度の低い順に、19.6, 21.8, 27.3, 33.6 となっており、ほぼ噴射速度に比例して渦の体積は増加する。

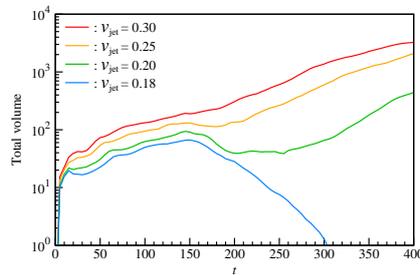


Fig. 6 Time variations of volumes of vortical structures defined as $Q \geq 0.006$.

噴射停止後 $t = 150$ 付近までは噴射速度によらず渦の体積は増加したが、その後の変化には大きな違いが見られた。噴射速度が最大の $v_{\text{jet}} = 0.30$ では渦の体積が単調に増加し続けたのに対して、より低い噴射速度では一旦減少してから再び増加に転じようになり、噴射速度 0.18 においては増加に転じることなく減少を続け、噴射以前の層流状態に戻った。そこで以下では、渦が生き残り成長を続けることができたケース ($v_{\text{jet}} = 0.20$) とできなかったケース ($v_{\text{jet}} = 0.18$) の 2 つのケースを取り上げ、両者の差異がなぜ生じたのかを渦構造の変化に着目して調べる。

図 7 は、 $-12 \leq z \leq 12$ の領域における渦構造の時間変化を $v_{\text{jet}} = 0.18$ と 0.20 の 2 つのケースについて比較したものである。渦構造は体積の時間変化を示した図 6 と同じく $Q = 0.006$ の等値面を描画しており、局所的な流れ方向渦度成分 ω_x の値に応じて色付けされている。赤色は正の値で x 方向に右ねじが回転する向きを表し、青色は負の値で左ねじが回転する向きを表している。噴流噴射直後の $t = 25$ では、噴射孔周囲に首飾り状の渦が見られ、その下流側にはヘアピン渦が生成されている。さらに時間が経過すると、ヘアピン渦の両脚部分の縦渦がつなぎ換えを起し、2 つ目のヘアピン渦が形成される。同様の現象は、Sabatino と Rossmann (Sabatino and Rossmann, 2016) が行った層流境界層に対して壁面から短時間噴流を噴射した水槽実験においても観察されている。 $t = 100$ になるとこれら 2 つのヘアピン渦の間にスパン方向に傾いた縦渦対が現れ、それが $t = 125 \sim 150$ にかけて流れ方向に大きく伸長する現象が観察された。

図 8 は、 $t = 100$ において、この縦渦対近傍の渦構造を上面側および側面側から見たものである。図中の黒色領域は渦構造を、白色領域は低速領域を表している。ここでは、スパン方向の平均速度 $\bar{u}(x, y)$ に対して、

$$u(x, y, z) - \bar{u}(x, y) \leq -0.15$$

となる領域を低速領域と定義している。着目する縦渦対は、スパン方向に広がった下流側ヘアピン渦の脚の上部から上流側ヘアピン渦の下部へ向けて伸び、 $x = 145 \sim 155$ にかけて x 軸に対してスパン方向及び壁面垂直方向に傾いた構造となっている。

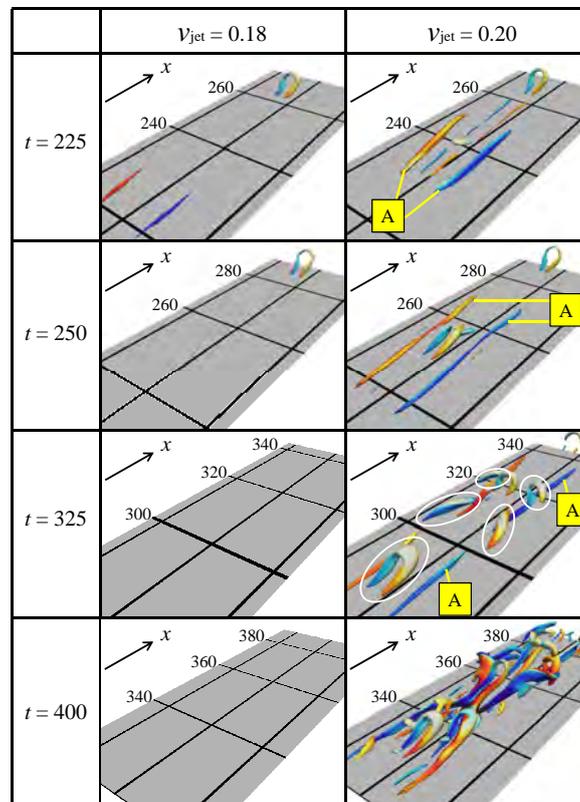
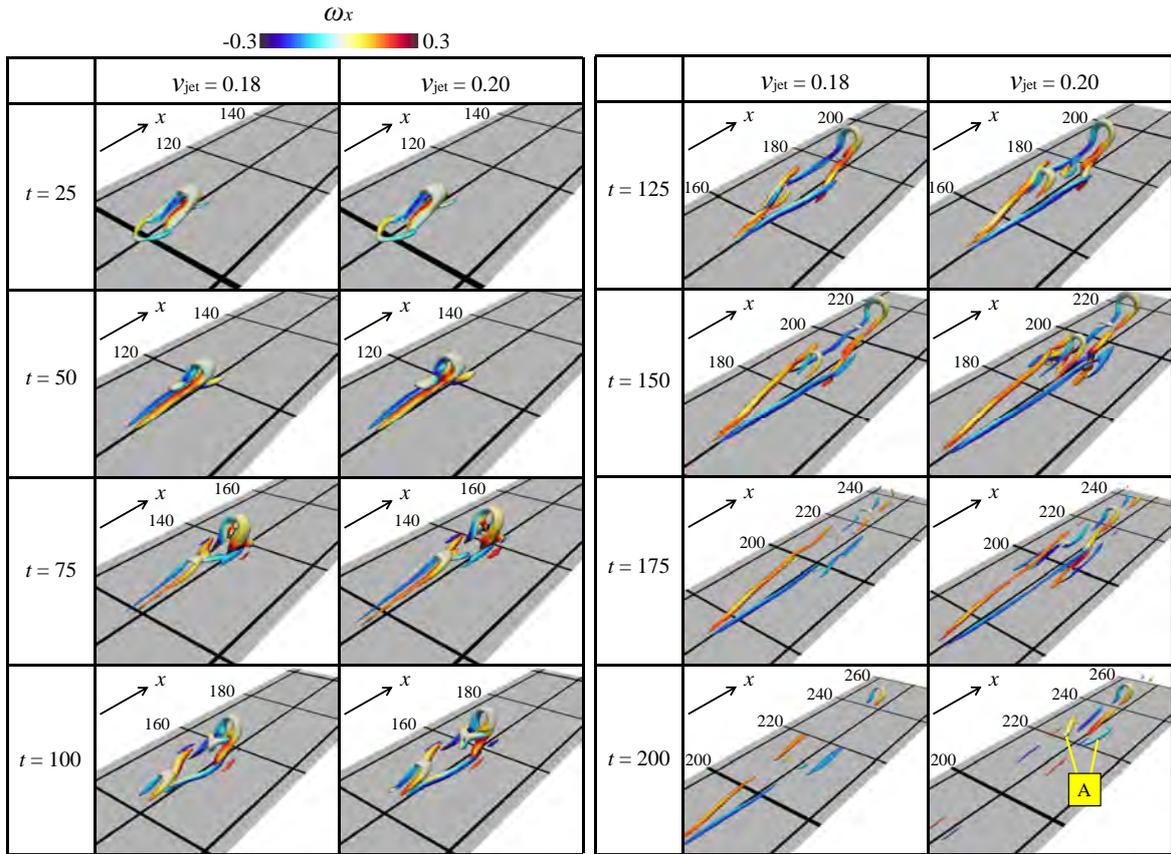
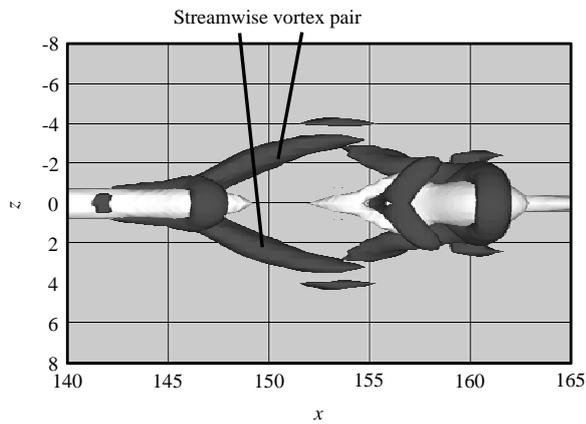


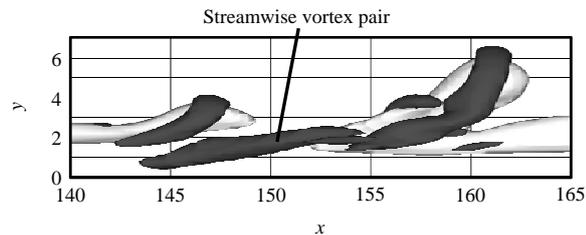
Fig. 7 Isosurfaces of $Q = 0.006$ colored by local streamwise vorticity for the $v_{jet} = 0.18$ and 0.20 cases.

類似的渦構造は低速ストリークに対して周期的に吹き出しと吸い込みをかけた Brandt (Brandt, 2007) の数値計算結果 (図 13) においても観察されている。Brandt (Brandt, 2007) は, Varicose モードによる低速ストリークの崩壊過程において, 壁面にほぼ平行に現れた V 字型の渦がスパン方向にその幅を広げながら流下することを報告している。よって図 8 に示す $t = 100$ における渦構造は低速ストリークの Varicose モードが刺激されたことにより得られたものであると考えられる。

図 7 において, $t = 125$ 以降では噴射速度の違いによる渦構造の発達過程の差異が顕在化し始める。噴射速度の低い $v_{jet} = 0.18$ のケースにおいては, 初期に形成された 1 つ目のヘアピン渦がその上流側に 2 つ目, 3 つ目とヘアピン渦を生成するものの, いずれもほとんど成長せずに消え去ってしまう。これに対して, 噴射速度が $v_{jet} = 0.20$ のケースでは, 多くの渦構造が現れる。このとき, x 軸に対してスパン方向及び壁面垂直方向に傾いた縦渦対 A が生き残り, 時間の経過とともに境界層の平均速度勾配 $\partial u / \partial y$ により流れ方向に大きく伸長される。さらに時間が経過した $t = 325$ では, 縦渦対 A はすでに長く伸びて分断されており, その周囲には白丸で示すような新たな渦構造が出現している。この縦渦対の存在をきっかけとして渦間の相互干渉が活発化し, さらにその周囲に新たな渦構造を次々に形成していくことで流れ場の複雑化が進展し, 最終的に $t = 400$ で見られるような複雑に絡み合った渦構造の出現に至る。この時点における流れ場はすでに乱流化していると見なすことができる。 $t = 325$ 以降で現れる新たな渦構造は, 縦渦対 A の形成されなかった $v_{jet} = 0.18$ のケースでは現れないことから, 本ケースにおける乱流の生成の鍵は縦渦対 A の生成の有無にあると考えられる。

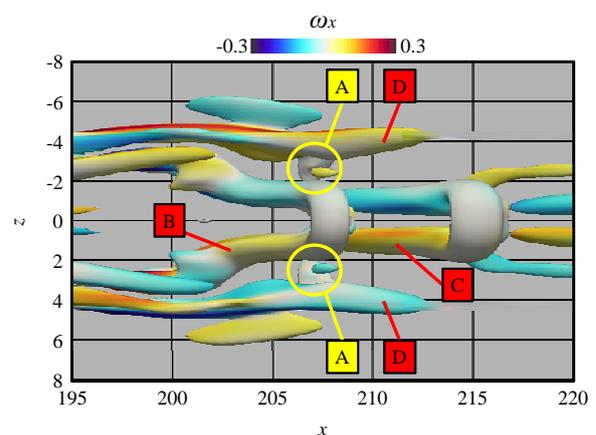


(a) Top view

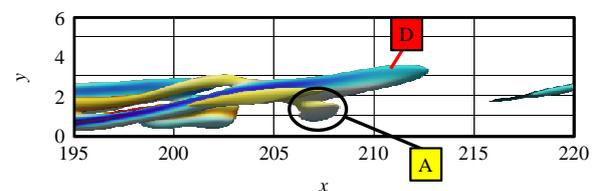


(b) Side view

Fig. 8 Top view and side view of vortical structures (black) and low speed regions (white) at $t = 100$ ($v_{jet} = 0.20$ case).



(a) Top view



(b) Side view

Fig. 9 Top and side views of vortical structures visualized by $Q = 0.0015$ surfaces, colored by the local streamwise vorticity at $t = 170$ ($v_{jet} = 0.20$ case).

ここで, 乱流化において重要な役割を担っていると考えられる縦渦対 A はその起源を $t = 170$ 辺りまで遡ることができる。図 9 は, 縦渦対 A のもととなる渦が出現した $t = 170$ におけるその周辺の渦構造の様子である。ただし, ここでは微弱な渦を可視化するため Q 一定の表面をこれまでの $Q = 0.006$ からその $1/4$ の $Q = 0.0015$ まで

下げて描画しており、側面図においては $z = 2.6$ から $z = 5.8$ に存在する渦構造のみを表示している。縦渦対 A は、はじめ低速ストリークの中央 $z = 0$ に形成されたヘアピン渦 B, C とその両側の伸びた縦渦対 D との間に存在する扁平な横渦として現れる。その位置は、流れ方向には上流側ヘアピン渦 B の頭部がある場所で、高さ方向には縦渦 D より壁面寄りの場所である。

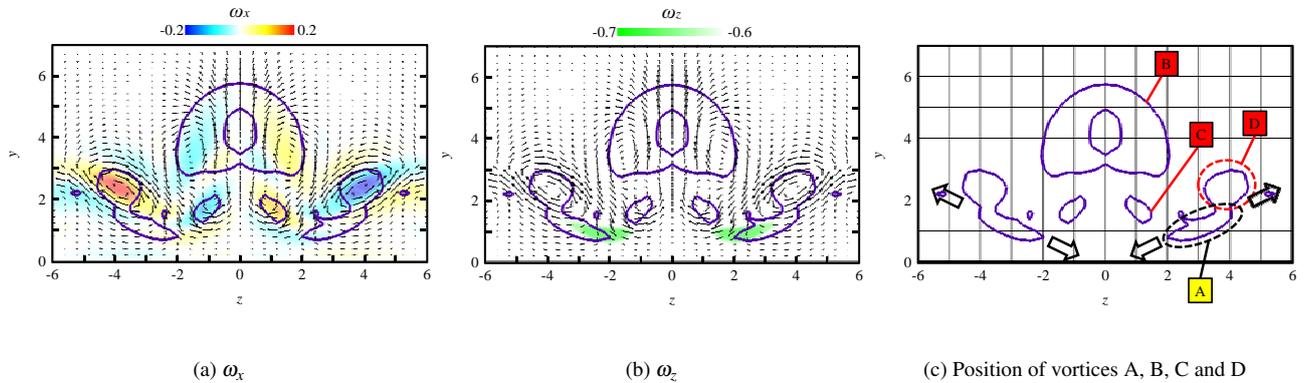


Fig. 10 Velocity vector fields with color maps of vorticities (a) ω_x and (b) ω_z in the $x = 207.2$ plane. The geometric relationship between vortex A and the surrounding vortices B, C and D is shown in (c). Contour lines of $Q = 0.0015$ are also drawn in the figures ($v_{jet} = 0.20$ case).

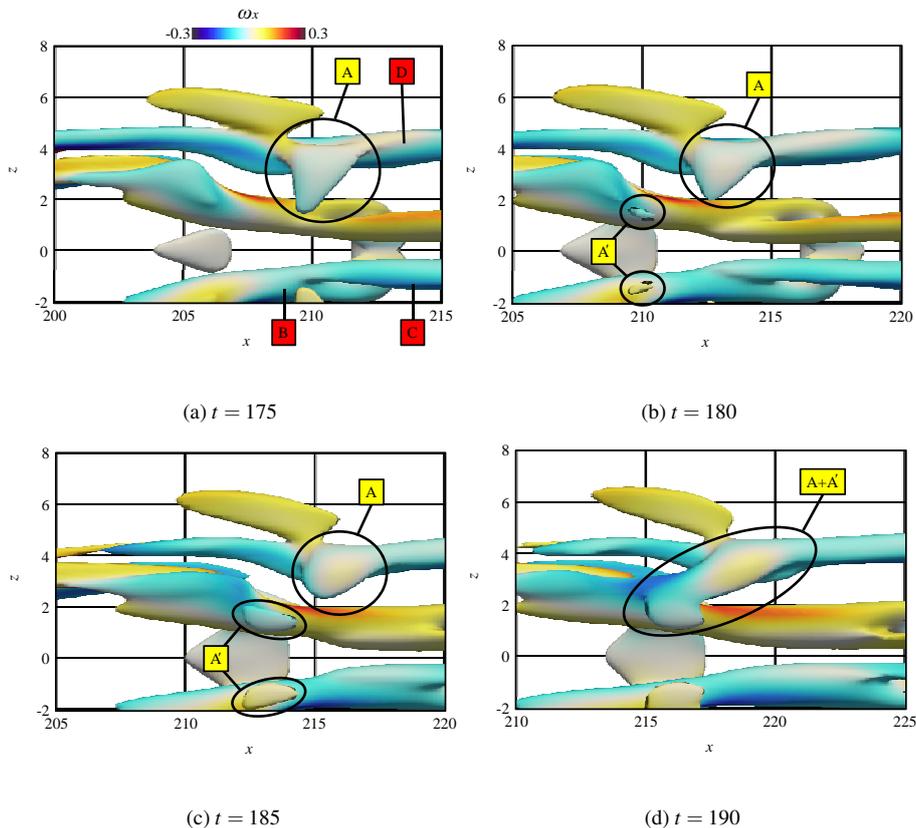


Fig. 11 Bottom views of vortical structures visualized by $Q = 0.0015$ surfaces. Surface colors indicate the local streamwise vorticity ($v_{jet} = 0.20$ case).

図 10(a) に $x = 207.2$ の yz 断面における ω_x の渦度場と速度ベクトル場を、図 10(b) に同じ位置における ω_z の渦度場と速度ベクトル場を示す。図中の実線は $Q = 0.0015$ の等値線である。図 10(c) に、この yz 断面における渦 A の位置を示す。図中の B, C, D がそれぞれ図 9 に現れる上流側のヘアピン渦 B の頭部の断面、下流側のヘアピン渦 C の脚部の断面、そしてその外側にある縦渦対 D の断面との位置関係を示す。図 10(a), (b) に現れているよう

に、渦 C と D が作る旋回流は両渦間では下降流を形成し、横渦 A ができる辺りではそれが左右に分かれてスパン方向に流体要素を強く伸長させる場となっている。この流体要素の変形は境界層を形成しているスパン方向渦度の場を強く伸長させ局所的な ω_x の上昇をもたらす。その結果形成された x 方向渦度の集中域が横渦 A であると考えられる。

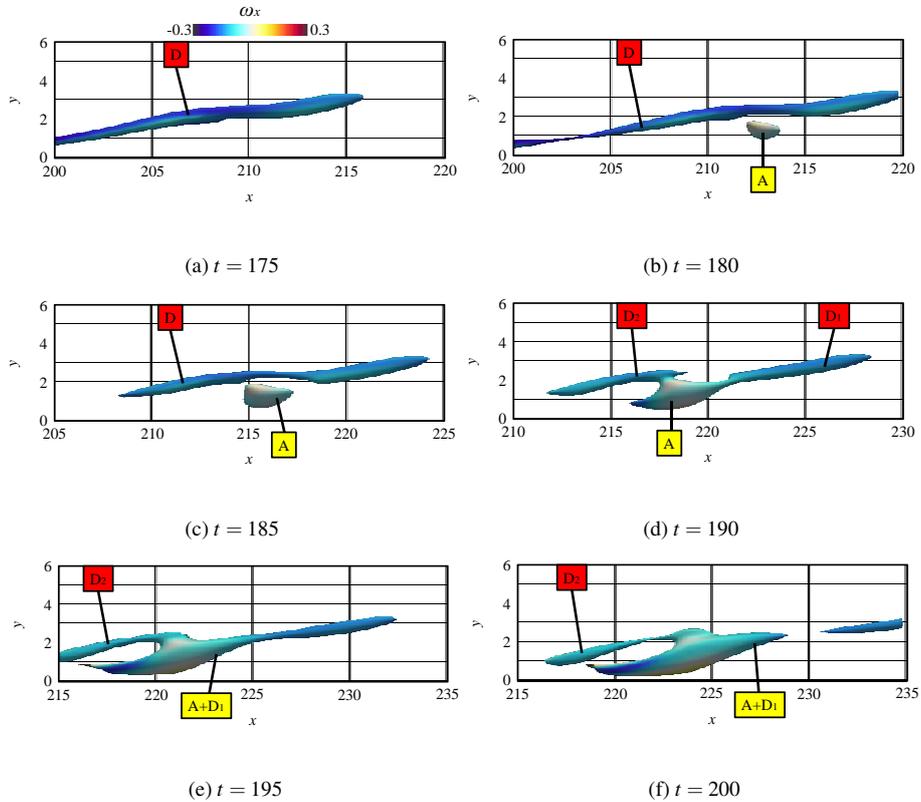
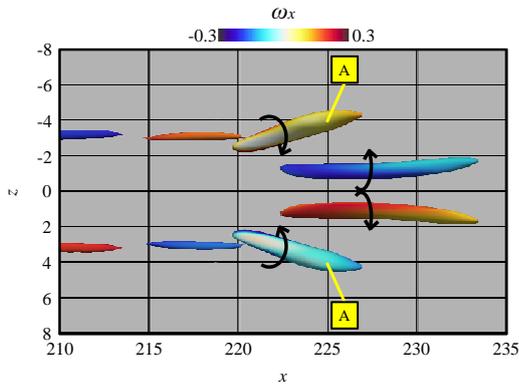


Fig. 12 Side views of vortices A and D visualized by $Q = 0.0035$ surfaces. Surface colors indicate the local streamwise vorticity ($v_{jet} = 0.20$ case).

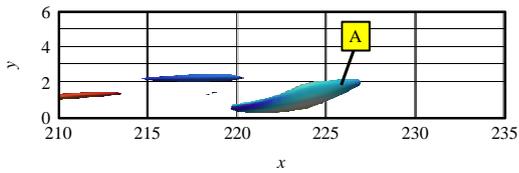
図 11 は、 $t = 175$ から 190 にかけての渦 A の変化を壁面側、すなわち $-y$ 方向から観察したものである。渦 A は、 $t = 175$ では外側の縦渦対 D からヘアピン渦 B あるいは C の脚部に向かって伸びているように見える。 $t = 180$ になると、その上流側のヘアピン渦 B の脚に新たに小さな突起 A' が現れ、その後渦 A は A' と繋がってスパン方向に傾いた縦渦を形成する。図 12 はこの過程をスパン方向から観察したものである。なお、図 12 には渦 A と D のみを示し、図 11 よりもしきい値の大きな $Q = 0.0035$ の等値面を描画していることに注意が必要である。このしきい値で描画すると、 $t = 180$ において縦渦 D の下に横渦 A が現れる。横渦 A は縦渦 D の下流側部分 D_1 と接続される一方、縦渦 D の上流側部分 D_2 は減衰する。横渦 A と縦渦 D_1 が合体した渦 A+ D_1 はその両端の壁面垂直方向位置が異なるため、境界層の持つ速度勾配 $\partial u / \partial y$ によって伸長されて成長を続け、強い渦として生き残ることができる (図 13)。

続いて、 $v_{jet} = 0.18$ で弱い噴流を噴射したケースについて述べる。図 14 は $t = 170$ における $Q = 0.0015$ の等値面を示す。 $v_{jet} = 0.20$ のケースと同様、 $t = 170$ において下流側のヘアピン渦 C の脚部とその外側にある縦渦対 D の間に横渦 A が現れている。中央にあるヘアピン渦は図 9 で述べた上流側のヘアピン渦 B に相当するが、 $v_{jet} = 0.20$ のケースに比べその脚は短く、またヘッド部に対して横渦の相対的位置がやや上流寄りになっている点が異なっている。 $t = 170$ における横渦を含む $x = 199.4$ における yz 断面の速度ベクトル場と渦度場を図 15 に示す。図 10 と同様に図中の実線は $Q = 0.0015$ の等高線であり、図 15(c) には着目する渦 A とその周囲に存在する渦 B, C, D の位置関係を示す。このように $v_{jet} = 0.18$ のケースにおいては、横渦 A は生成されるがその位置は $v_{jet} = 0.20$ のケースに比べて壁面に近くなっている。図 16 に示すように壁面側から横渦 A の時間変化を観察すると、図 11 の

$v_{jet} = 0.20$ のケースとは異なり、一旦できた横渦 A が時間の経過とともに消失してしまうことがわかる．図 17 に横渦 A と縦渦 D の時間変化を側面図として示す． $t = 175$ において横渦 A は縦渦 D の下流側部分 D_1 に引きずられるように接続されるが， $t = 190$ においては横渦 A が消失する．そして渦 D_1 と渦 D_2 が再び合体する．結果として，境界層の平均速度勾配により伸長されていくような渦構造は形成されない．以上をまとめると，低速ストリークに対して壁面から短時間噴流を噴射した際にできる様々な渦構造のうち，壁面近くに生成される横渦が壁面から離れた位置にある縦渦とうまくつなぎ換えを起こして境界層の平均速度勾配により伸長されていく傾いた渦を形成できるかどうか，境界層の遷移に至るかどうかのカギとなっていることが明らかとなった．

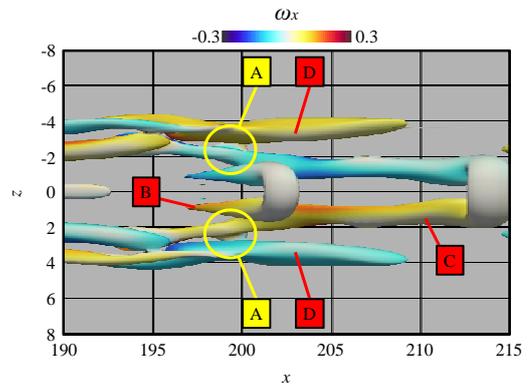


(a) Top view

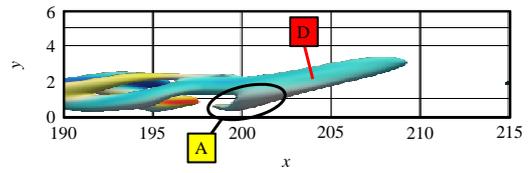


(b) Side view

Fig. 13 Top and side views of vortex A at $t = 200$. $Q = 0.006$ surfaces are shown ($v_{jet} = 0.20$ case). Colors indicate the local streamwise vorticity.

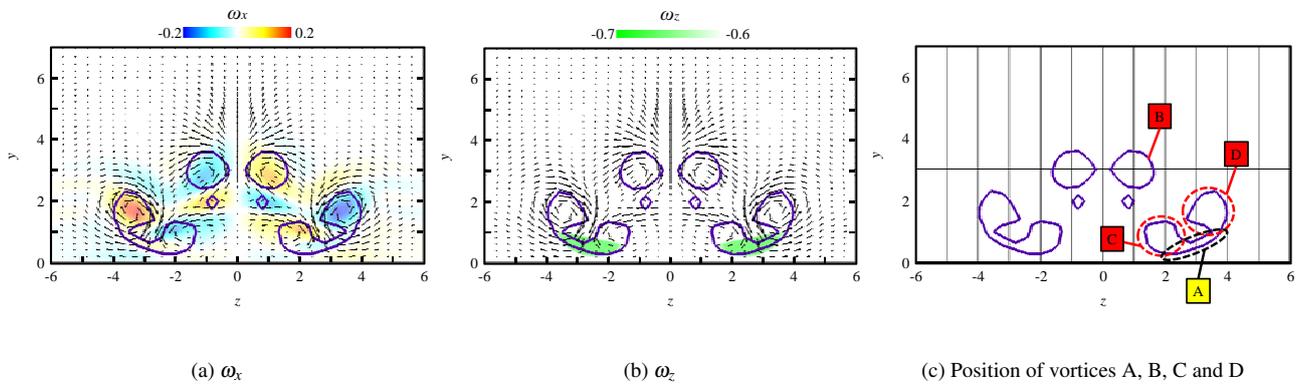


(a) Top view



(b) Side view

Fig. 14 Top and side views of vortical structures visualized at $Q = 0.0015$ colored by the local streamwise vorticity at $t = 170$ ($v_{jet} = 0.18$ case).



(a) ω_x

(b) ω_z

(c) Position of vortices A, B, C and D

Fig. 15 Velocity vector fields with color maps of vorticities (a) ω_x and (b) ω_z in the $x = 199.4$ plane. The geometric relationship between vortex A and the surrounding vortices B, C and D is shown in (c). Contour lines of $Q = 0.0015$ are also drawn in the figures ($v_{jet} = 0.18$ case).

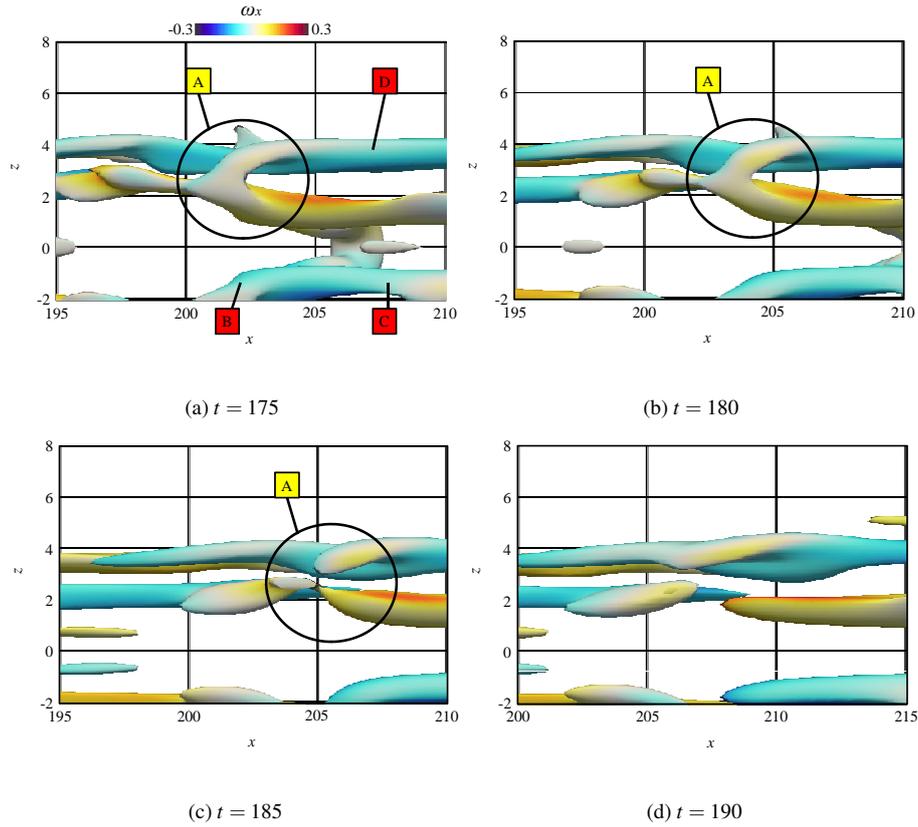


Fig. 16 Bottom views of vortical structures visualized by $Q = 0.0015$ surfaces. Colors at the surfaces indicate the local streamwise vorticity ($v_{jet} = 0.18$ case).

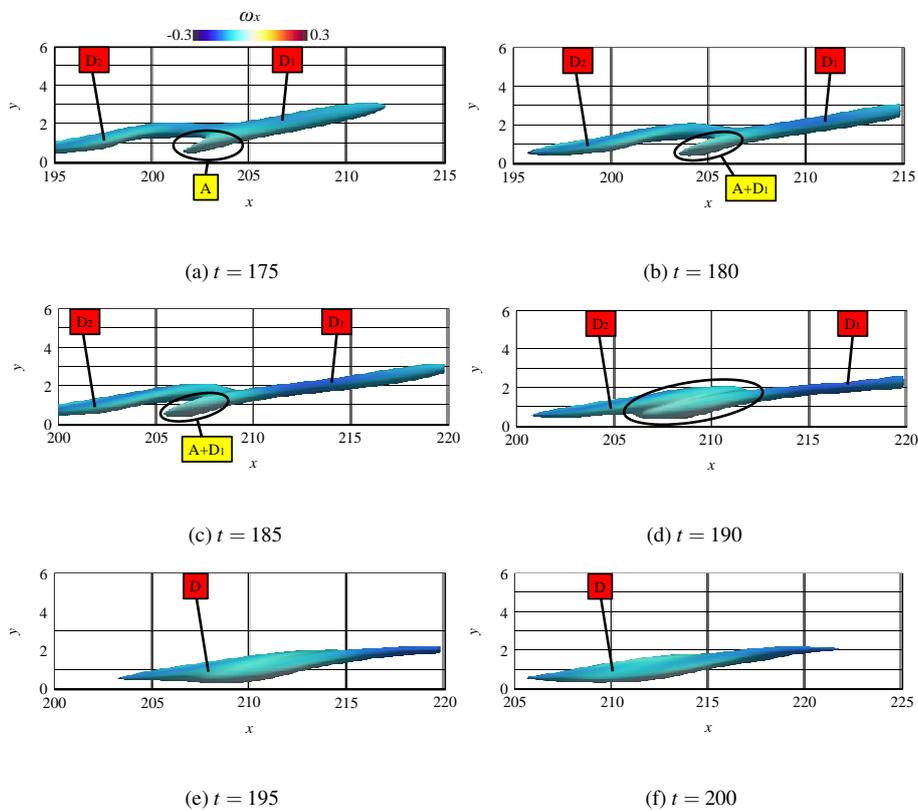


Fig. 17 Side views of vortices A and D visualized by $Q = 0.0035$ surfaces. Colors at the surfaces indicate the local streamwise vorticity ($v_{jet} = 0.18$ case).

4. 結 言

平板境界層の乱流遷移を引き起こす鍵となる構造を探るため、低速ストリークに噴流を噴射する数値計算を行った。まず層流境界層中にストリーク構造を生成した後、平板上に開けた穴から低速ストリークに対して Varicose モードを刺激するように短時間噴流を噴いた。その結果、通常 Varicose モードで観察される特徴的な渦構造は本計算結果においても観察されたが、この渦構造は乱流生成の直接の引き金とはならなかった。このとき、噴流速度が一様流速の 20% の場合には境界層は下流で乱流化するのに対して、噴流速度が 18% の場合には導入した乱れは下流で次第に減衰し、流れは再び層流状態へと戻った。そこで、2 つの流れ場の違いを渦構造の変化に着目しながら詳細に調査した。

境界層が乱流に遷移した 20% の場合に乱流化に寄与する渦構造を探ったところ、ヘアピン渦の脚部と縦渦の間で、壁面付近に生成される扁平な横渦が重要な役割を担っていることが分かった。その横渦は縦渦とつながることで壁面垂直方向及びスパン方向に傾いた渦構造を形成し、その構造は境界層の持つ平均速度勾配によって伸長を受けて強い渦となった。そして、その傾いた渦の周りには下流で多数の渦が現れ、流れ場は最終的に乱流となった。一方、導入した乱れが減衰して再層流化した 18% の場合には、20% の場合と同様に横渦が形成されたものの壁面垂直方向及びスパン方向に傾いた縦渦を形成する前に消失してしまい、乱流となるきっかけを失ってしまっていることがわかった。

本研究では、流れ場のわずかな違いが、境界層の乱流遷移において重要な役割を担う渦の形成と成長に決定的な影響を及ぼす例を示した。ここで取り上げた例は、無数に存在しうる遷移過程のほんの一例に過ぎないことを著者らも認識している。しかし、この論文に示すような例を多数観察し、流れ場が乱流に遷移するために本質的に必要とされる条件を探り出すことにより、乱流遷移現象を解明する有力な手掛かりが得られるものと考えている。この点は今後の課題である。

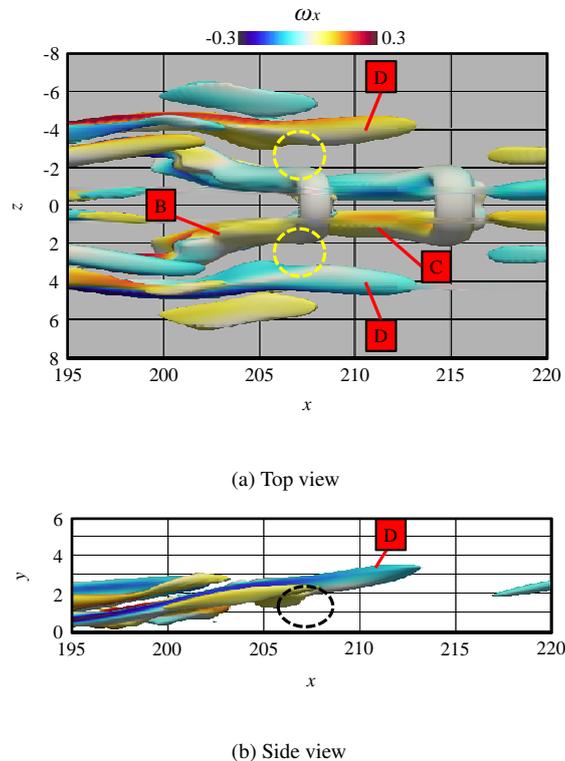


Fig. 18 Top and side views of vortical structures visualized by $\lambda_2 = -0.0014$ surfaces, colored by the local streamwise vorticity at $t = 170$ ($v_{\text{jet}} = 0.20$ case).

付 録

本研究ではここまで渦の可視化に速度勾配テンソルの第二不変量である Q 値を用いてきたが、渦の可視化に圧力のヘッセ行列の固有値に注目した λ_2 法 (Jeong and Hussain, 1995) も用いられることが多い。そこで議論の対象とする渦構造について、可視化方法の違いによる現れ方の違いを確認した。図 18 は、図 9 と同じ時刻、同じ領域における渦構造を λ_2 法を用いて可視化した結果である。両者ともほぼ同じ構造を可視化しているが、 λ_2 法ではしきい値をどのように変えても渦 A に対応する渦は見当たらなかった。 λ_2 法においては、渦 A のように壁面近くの非常に弱く扁平な渦は、渦として認識されにくいのではないかと考えられる。同様の比較は Dubief と Delcayre (Dubief and Delcayre, 2000) によってもなされている。彼らは、 Q 法や λ_2 法を様々な流れ場に適用して可視化された渦構造を比較し、 λ_2 法では細かなノイズが入りやすく、流れ場の詳細な構造を捉えるには Q 法が適していると報告している。したがって本研究においては、乱流の初生に関わる微弱な渦の発生原因の特定に Q 法を用いた。

References

- Andersson, P., Berggren, M. and Henningson, D. S., Optimal disturbances and bypass transition in boundary layers, *Physics of Fluids*, Vol.11, No.1 (1999), pp.134–150.
- Andersson, P., Brandt, L., Bottaro, A. and Henningson, D. S., On the breakdown of boundary layer streaks, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.428 (2001), pp.29–60.
- Asai, M., Minagawa, M. and Nishioka, M., The instability and breakdown of a near-wall low-speed streak, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.455 (2002), pp.289–314.
- Asai, M., Konishi, Y., Oizumi, Y. and Nishioka, M., Growth and breakdown of low-speed streaks leading to wall turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.586 (2007), pp.371–396.
- Brandt, L. and Henningson, D. S., Transition of streamwise streaks in zero-pressure-gradient boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.472 (2002), pp.229–261.
- Brandt, L., Schlatter, P. and Henningson, D. S., Transition in boundary layers subject to free-stream turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.517 (2004), pp.167–198.
- Brandt, L., Numerical studies of the instability and breakdown of a boundary-layer low-speed streak, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, Vol.26 (2007), pp.64–82.
- Dubief, Y. and Delcayre, F., On coherent-vortex identification in turbulence, *Journal of Turbulence*, Vol.1 (2000), 011, pp.1–22.
- Jeong, J. and Hussain, F., On the identification of a vortex, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.285 (1995), pp.69–94.
- Kawamura, T., Takami, H. and Kuwahara, K., Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, *Fluid Dynamics Research*, Vol.1 (1986), pp.145–162.
- Kuwahara, K. and Komurasaki, S., Simulation of High Reynolds Number Flows Using Multidirectional Upwind Scheme, *AIAA Paper*, 2002-0133 (2002), pp.1–10.
- Matsubara, M. and Alfredsson, P. H., Disturbance growth in boundary layers subjected to free-stream turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.430 (2001), pp.149–168.
- Sabatino, D. R. and Rossmann, T., Tomographic PIV measurements of a regenerating hairpin vortex, *Experiments in Fluids*, 57:6 (2016), pp.1–13.
- Schlatter, P., Brandt, L., de Lange, H. C. and Henningson, D. S., On streak breakdown in bypass transition, *Physics of Fluids*, Vol.20 (2008), 101505.
- Schmid, P. J. and Henningson, D. S., *Stability and Transition in Shear Flows*, Springer, New York (2001).