

## [共同研究成果]

**乱流の生成とその維持機構に関する研究**

伊澤 精一郎：東北大学大学院工学研究科  
 吉川 穰：宮城県産業技術総合センター  
 李 根燮：岐阜大学大学院工学研究科  
 西尾 悠：成蹊大学理工学部  
 福西 祐：東北大学大学院工学研究科

**1. はじめに**

本研究課題は昨年度からの継続課題であり，回転円板上に形成される3次元境界層の不安定化機構を解明することと，平板境界層の乱流遷移過程における乱流の初生に関わる現象を捕捉することという2つを目的のもとで，実施したものである。

前者の流れ場では，横流れ成分によって速度分布に変曲点が生じ，非粘性型の横流れ不安定が現れて乱流遷移が早まることが知られており，航空機の後退翼面上に発達する境界層と本質的に同じ遷移過程をたどることから，理論解析や実験，数値計算によってその不安定性が調べられてきた[1]。しかしながら，いずれの方法も一長一短であり，移流不安定性や全体不安定性について限られた条件の中で議論せざるを得ないのが現状であった。そこで，東北大学のスーパーコンピュータ SX-ACE を用いて，回転円板全周を計算領域に設定することで周期境界条件の影響を排除し，実際の流れ場にできるだけ近い条件で直接数値シミュレーションを行った。

また，後者の流れ場としては，平板層流境界層に短時間噴流を噴射した場を取り上げる。昨年度は，乱流遷移が急速に進展する平板境界層のバイパス遷移を想定し，人為的に励起した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場を取り上げ，下流で乱流に遷移する場合としない場合の流れ場の様子を詳細に比較することで乱流の誕生に関わる構造を調べた。そこで，本年度はストリークがない場合についての計算を行い，基本流にストリーク構造があるかないかによって乱流遷移の鍵となる構造が異なるのかどうかについて調査した。なお，計算には昨年同様東北大学の並列コンピュータ LX 406Re-2 を用いた。

前者の回転円板流れの全周計算結果については，SENAC 5 1号第1巻に昨年度の成果と一緒に報告済み[2]であるので，本稿では後者のストリークがない層流境界層を刺激した計算結果の概略について述べる。詳細な内容については，参考文献[3]を参照されたい。

**2. 計算方法と問題設定**

計算方法は前報（SENAC 5 1号第1巻）と同様であり，一様流速と流入部境界層の排除厚さで無次元化された Navier-Stokes 方程式と連続の式を有限差分法により解いた。なお，攪乱として導入する速度変動の成長を精度良く捉えるため，基本流として与えた平板層流境界層の速度分布（Blasius 解）からの差分として変動成分を定義し，この変動成分に対する NS 方程式を解くこととした。座標系の原点を流入部スパン方向中央の壁面上に取り，流れ方向を  $x$ ，壁面垂直方向を  $y$ ，スパン方向を  $z$  とし，計算領域の大きさは  $294 \times 25.9 \times 34.6$  とした。格子点数は  $1701 \times 101 \times 201$  点で，境界層内に十分な格子点数を確保している。また，流入境界における排除厚さを代表長さとする Reynolds 数は 613 であり，計算領域全体が線形安定論が予測する臨界 Re 数 520 よりも大きい超臨界領域に位置するように設定した。

層流境界層に加える速度変動攪乱は， $x = 34.6$  ( $Re = 663$ )， $z = 0$  の位置に設けた  $l_x \times l_z$  の小孔か

	$Re_{\delta^*}$	$v_{jet}$	$l_x \times l_z$	$T_{jet}$	Transition
Reference	663	0.18	$1.73 \times 1.73$	13.0	No
		0.20			Yes
Run I	456	0.30	$1.73 \times 1.73$	13.0	No
		0.33			Yes
Run II	867	0.12	$1.73 \times 1.73$	13.0	No
		0.14			Yes
Run III	663	0.25	$1.73 \times 1.04$	13.0	No
		0.28			Yes
Run IV	663	0.16	$1.73 \times 2.76$	13.0	No
		0.18			Yes
Run V	663	0.18	$1.73 \times 1.73$	19.0	Yes

表 1 噴流の噴射条件

ら壁面垂直方向に無次元時間  $T_{jet}$  だけ一様噴射させることで与え、その噴射速度  $v_{jet}$  を変えながら乱流遷移が起こる下限の値を探った。表 1 にその結果をまとめる。表中の Reference が基準となる条件であり、この条件に対して噴射位置 (Run I, II) や噴射孔の幅 (Run III, VI)、噴射時間 (Run V) を変えた計算を行い、それぞれの影響について評価した。なお、Run I のケースでは、噴射孔位置は亜臨界領域にある。1 ケースあたりの演算時間は、OpenMP による 24 並列で 8,000 ステップ計算して 3 日程度であった。

### 3. 結果と考察

乱流遷移を引き起こすのに必要な噴流の噴射速度は、噴射位置の Re 数に逆比例することが知られている。本計算結果から求まる指数の値はおおよそ -1.38 で、境界層厚さを一定とした場合の値である -1.5 に近い値となった[4]。

図 1 は、Reference ケースで乱流に遷移した  $v_{jet} = 0.20$  の流れ場の様子である。渦構造の可視化には速度勾配テンソルの第 2 不変量である Q 値を用い、局所的な流れ方向の渦度成分の強弱に応じてその表面を色付けしている。壁面から噴流を噴射すると、噴射速度によらず、境界層内にはやがて図 1 (a) に示すように流れ方向に並んだヘアピン渦列が形成された。しかし、これらのヘアピン渦は下流へと流れ去るばかりで、その周囲に新たな渦構造を生み出すことはなかった。以下では、このヘアピン渦列を第 1 世代と呼ぶことにする。

噴射速度による違いが現れたのは、この後の時刻の流れ場である。噴射速度が  $v_{jet} = 0.18$  の場合、 $v_{jet} = 0.20$  の場合と同様に、第 1 世代のヘアピン渦とともにその外側には噴射直後に形成された縦渦が見られたが、両者は干渉することなくやがて粘性により散逸してしまった。これに対して、噴射速度が 0.20 まで上昇すると、図 1(a) で最上流に形成されつつある第 1 世代のヘアピン渦が、その外側に伸びた縦渦と合体して脚部と脚部の間隔が広い新たなヘアピン渦が誕生した。このへ

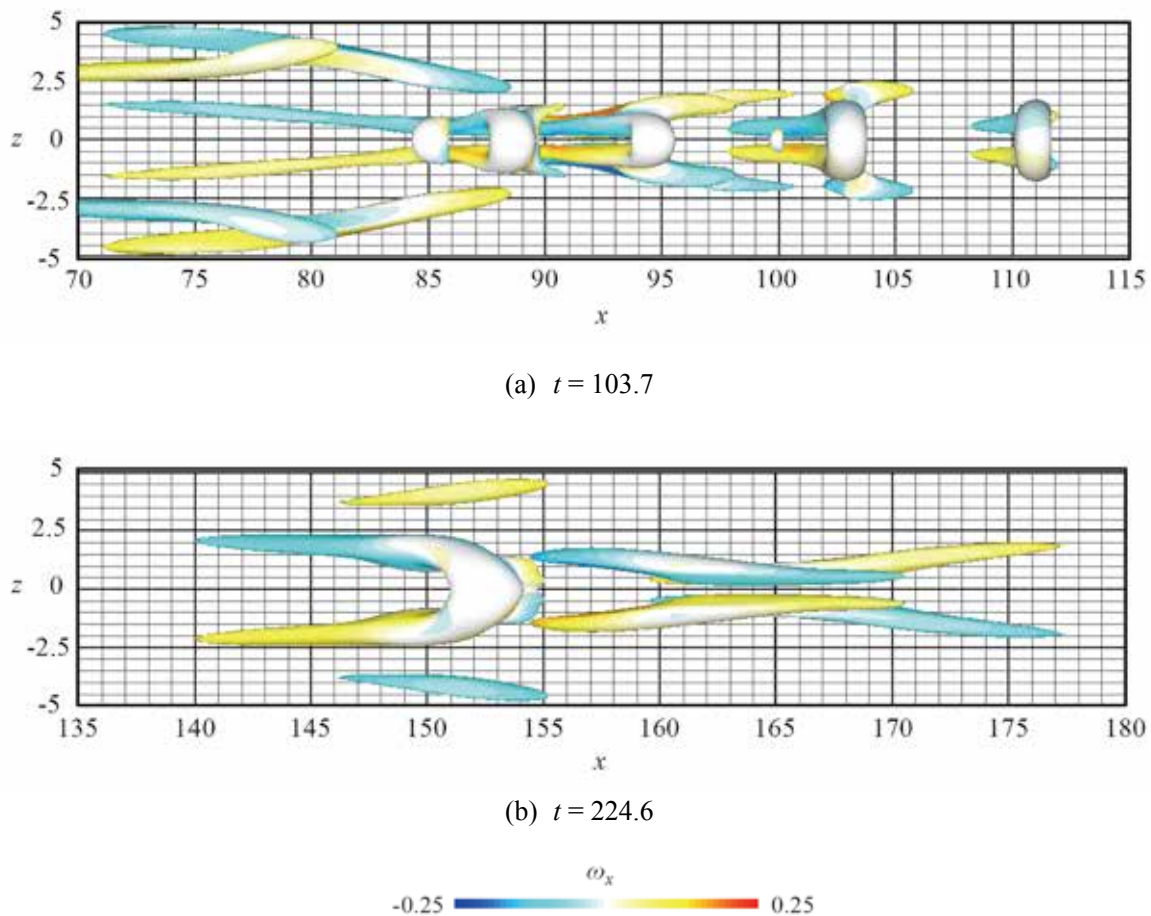


図1 Q = 0.002 の等値面で可視化した渦構造  
(局所縦渦成分 $\omega_x$ が正の領域を赤、負の領域を青で色付けして表示)

ヘアピン渦を第2世代と呼ぶことにする(図1(b)). ヘアピン渦脚部の渦度の時間変化を調べたところ、新たに誕生した第2世代のヘアピン渦は、第1世代のヘアピン渦とは異なり、その脚部が上流側にハの字状に広がっているため粘性拡散による減衰が遅く、その構造が長時間にわたって維持されることがわかった. 境界層が乱流に遷移することができたのは、この第2世代のヘアピン渦を土壌として渦同士の干渉が促進され、次々に新たな渦が誕生した結果である.

続いて、噴射条件を様々に変えて計算を行った結果について述べる. まず、噴射位置を上流側の亜臨界領域ずらした場合(Run I)と下流側のRe数が大きい超臨界領域にずらした場合(Run II)では、乱流遷移を引き起こすのに必要な噴流の噴射速度が変わるものの、いずれの遷移過程においても現れる渦構造に大きな違いは見られず、鍵となる渦構造に変化はなかった.

次に、噴射孔のパン方向幅を60%にまで狭めた場合(Run III)と1.6倍に広げた場合(Run VI)について調べた. 噴射孔の幅を狭めると生成されるヘアピン渦の脚部の間隔も狭くなるものの、Referenceケースと渦構造の配置に有意な差は認められなかった. これに対して、孔の幅を広げると、乱流遷移が進展した後に現れる渦構造は異なったものとなったが、第1世代の後に第2世代のヘアピン渦が形成されて乱流化するという過程は同じであった.

最後に、噴射時間をReferenceケースの1.5倍弱に伸ばした結果について述べる. もともと噴射

速度が弱く遷移が起こらなかった  $v_{\text{jet}} = 0.18$  のケースでも, 噴射時間を長くすることで第2世代のヘアピン渦が形成されるようになり, 乱流に遷移するようになった. 構造が複雑化する過程で次々に現れる渦の配置は異なるものの, 本質的には Reference ケースと同じ遷移過程をたどることがわかった.

以上の結果より, 噴射条件の違いに関わらず, 第1世代のヘアピン渦の後に続く第2世代のヘアピン渦の誕生が乱流化の鍵であることがわかった. この世代のヘアピン渦は, 流れ方向のみならずスパン方向にも傾いた脚部 (縦渦対) を有しており, この特徴は低速ストリークに対して噴流を噴射した場合[5]に鍵となった渦構造の特徴と共通するものであった.

#### 4. まとめ

Blasius 境界層に短時間噴流を噴射して境界層内に現れる渦構造の変化を調べ, 乱流遷移を引き起こすのに鍵となる構造を探ったところ, 脚部の間隔の広いヘアピン渦が形成されるかどうかを鍵となることがわかった.

#### 謝辞

本研究は、東北大学サイバーサイエンスセンターのスーパーコンピュータ及び並列コンピュータを利用することで実現することができた。また、研究にあたっては同センター関係各位に有益なご指導とご協力をいただいた。ここに記して謝意を表する。

#### 参考文献

- [1] K. Lee, Y. Nishio, S. Izawa, Y. Fukunishi, The effect of downstream turbulent region on the spiral vortex structures of a rotating-disk flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 844, pp. 274-296, 2018.
- [2] 伊澤 精一郎, 吉川 穰, 李 根燮, 西尾 悠, 福西 祐, 乱流の生成とその維持機構に関する研究, *SENAC*, Vol. 51, No. 1, pp. 20-29, 2018.
- [3] J. Yoshikawa, Y. Nishio, S. Izawa, Y. Fukunishi, Key vortical structure causing laminar-turbulent transition in a boundary layer disturbed by a short-duration jet, *Phys. Rev. Fluids*, Vol. 3, 013904, 2018.
- [4] O. Levin and D. S. Henningson, Turbulent spots in the asymptotic suction boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 584, pp. 397-413, 2007.
- [5] 吉川 穰, 西尾 悠, 伊澤 精一郎, 福西 祐, 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, *日本機械学会論文集*, 84 巻 857 号, 17-00478, 2018.