

剥離制御を目的とした二次元バンブ周りの層流剥離・乱流遷移現象の基礎解析

Laminar separation and turbulent transition phenomenon around a 2D bump geometry for separation control

- 焼野 藍子, ISAS/JAXA, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, E-mail: yakeno@flab.isas.jaxa.jp
河合 宗司, ISAS/JAXA, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, E-mail: kawai@flab.isas.jaxa.jp
野々村 拓, ISAS/JAXA, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, E-mail: kawai@flab.isas.jaxa.jp
藤井 孝蔵, ISAS/JAXA, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, E-mail: fujii@flab.isas.jaxa.jp
Aiko Yakeno, ISAS/JAXA, 3-1-1 Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara-shi, Kanagawa, 252-5210
Soshi Kawai, ISAS/JAXA, 3-1-1 Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara-shi, Kanagawa, 252-5210
Taku Nonomura, ISAS/JAXA, 3-1-1 Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara-shi, Kanagawa, 252-5210
Kozo Fujii, ISAS/JAXA, 3-1-1 Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara-shi, Kanagawa, 252-5210

We investigated laminar separation and turbulent transition phenomenon around two-dimensional bump geometry for the purpose of building a simple way to determine the optimum control-condition of separation at the wing leading edge. As a result, we found that there was a difference in the size and occurrence position of the two-dimensional vortex. In $Re_h = 4000$, two-dimensional vortex exists in the bump wake rather than the separating position. On the other hand, in $Re_h = 16000, 64000$, two-dimensional vortex is generated in the vicinity of the separating position, not in the wake. Velocity shear rate of the base flow is considered to be one of the parameters of inflection point instability. The size and location of two-dimensional vortex are different in Reynolds numbers, because the base flows are different.

1. 背景

航空機翼や回転機器翼での剥離は機器性能を大幅に低減させるため問題である。そのため、剥離を抑制する制御手法が検討されて来た。従来、吹き出し吸い込みなどのマイクロデバイスを用いて前縁部で周期的な振動を付与することにより、剥離を抑制することが実証されていた(1-11 など)。しかしながら、翼弦長と主流速度による F^* のパラメータで整理した制御駆動の最適周期は文献によって異なり、レイノルズ数や翼形状が変化した場合に、アクチュエータの制御駆動条件を決めるのが難しい。そこで本研究では、単純形状で層流剥離・乱流遷移現象の詳細を調べ、翼前縁部で流れ場を支配する物理パラメータを探索し、 F^* に代わる制御パラメータに関する考察を行う。それにより、剥離制御の最適な制御駆動条件を決定するための簡便な手法を構築することを目的とする。

2. 計算手法

計算ソルバーとして ISAS/JAXA で開発された圧縮性流体解析ソルバー-LANS3D(12)(13)を用いる。支配方程式は、密度 ρ 、速度 u_i 、圧力 p 、内部エネルギー e 、マッハ数 M を用いて、以下に示す圧縮性ナビエ・ストークス方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_k + p \delta_{ik})}{\partial x_k} = \frac{1}{Re} \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial (e + p) u_k}{\partial x_k} &= \frac{1}{Re} \frac{\partial (u_l \tau_{kl})}{\partial x_k} \\ &+ \frac{1}{(\gamma - 1) Pr Re M^2} \frac{\partial q_k}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (3)$$

応力テンソル τ は歪み速度テンソルの線形関数として、温度 T に依存し、ストークスの仮定より右辺第二項の係数 λ は $-2/3\mu$ となるので、式(4)となる。動的粘性 $\mu_l(T)$ は空気に関するサザーランドの法則から式(5)として算出する。 $T_l = 198.6 \text{ R}$ とする。

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \mu_l(T) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij} \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \\ &= \mu_l(T) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\mu_l(T)}{\mu_{l,inf}} = \left(\frac{T}{T_{inf}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_{inf} + T_1}{T + T_1} \quad (5)$$

熱流束 q に関しても同様で、フーリエの法則から式(6)となる。ここで κ , $Pr_l (=0.72)$, a はそれぞれ熱伝導率, プラントル数, 音速である。

$$\begin{aligned} q_j &= -\kappa \frac{\partial T}{\partial x_j} \\ &= -\frac{1}{\gamma - 1} \frac{\mu_l(T)}{Pr_l} \frac{\partial a^2}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (6)$$

内部エネルギー e は理想気体を仮定し式(6)で計算される。比熱比は $\gamma (=1.4)$ である。

$$e = E(\rho, u_i, p) = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u_i u_i \quad (7)$$

各変数は、外部流の速度 U_{inf} , バンブ高さ h , 音速 a , 外部流の密度 ρ_{inf} よりそれぞれ以下のように無次元化してある。

$$\begin{aligned} x_i &= \frac{x_i^*}{h}, \quad t = \frac{t^*}{h/a}, \quad \rho = \frac{\rho^*}{\rho_{inf}}, \quad e = \frac{e^*}{\rho_{inf} a^2} \\ p &= \frac{p^*}{\rho_{inf} a^2} = \frac{p^*}{\gamma p_{inf}}, \quad \mu = \frac{\mu^*}{\mu_{l,inf}} \\ \tau_{ij} &= \frac{\tau_{ij}^*}{\mu_{l,inf} a/h}, \quad q_i = \frac{q^*}{\mu_{l,inf} a^2/h} \end{aligned} \quad (8)$$

式(2), 式(3)中のレイノルズ数は以下のように定義される。

$$Re = \frac{\rho_{inf} a h}{\mu_{l,inf}} = \frac{1}{M} \frac{\rho_{inf} u_{inf} h}{\mu_{l,inf}}, \quad M = \frac{u_{inf}}{a} \quad (9)$$

本計算は高解像度の非定常計算のため、移流項, 粘性項, メトリック, ヤコビアン空間差分は 6 時精度コンパクト差分スキーム(14)を用いている。また、移流項の数値振動を抑える 10 次精度

の三重対角フィルター(15)を用い、フィルター係数は0.42とした。時間積分には三段階の TDV Runge Kutta 法を用いている。クーラン数が最大で1.0以下となるよう時間刻み幅は $\Delta t = 0.0005$ とした。マッハ数は0.2としている。

計算領域の模式図を図1に示す。単純形状として二次元の半円柱を考え、壁面との結合部を滑らかにした式(10)の数式で表す形状(4)を用いる。

$$\frac{z}{h} = -\frac{1}{6.04844} \left[J_0(A) I_0\left(A \frac{r}{a}\right) - I_0(A) J_0\left(A \frac{r}{a}\right) \right] \quad (10)$$

ここで、 J_0 と I_0 はそれぞれ0次元のベッセル関数と変形ベッセル関数を表す。パラメータ A は3.1926である。

境界条件は、片側を壁面として滑り無し条件を課した。壁面は1点目と2点目に2次精度陽的差分を適用しており、数値振動を抑えるため圧力は2点目の値を与える(式(11))。

$$\begin{aligned} \rho_{wall} &= \rho_{wall+1} \\ u_{wall} &= 0.0 \\ v_{wall} &= 0.0 \\ w_{wall} &= 0.0 \\ e_{wall} &= P_{wall+1}/(\gamma - 1) + 0.5(\rho u_k u_k)_{wall} \end{aligned} \quad (11)$$

流入部は密度、ブラジウス境界層の速度分布、圧力を一定として与えた。ブラジウス境界層は99%境界層厚さ δ_m をバンプ高さ h の1/4とした。壁面からの遠方境界も、密度、速度、圧力で一

定とした。流出部は自由流出条件として、流出部から内側の2点目の値を流出部の値とした(式(12))。また、流出部の逆流を防ぐため、流出部の流れ方向速度は絶対値に設定している。解析対称の流れ場には影響が無い。

$$\begin{aligned} \rho_{out} &= \rho_{out-1} \\ u_{out} &= |u_{out-1}| \\ v_{out} &= v_{out-1} \\ w_{out} &= w_{out-1} \\ e_{out} &= P_{out-1}/(\gamma - 1) + 0.5(\rho u_k u_k)_{out-1} \end{aligned} \quad (12)$$

二次元形状の三次元計算のため、スパン方向は周期境界条件を課した。

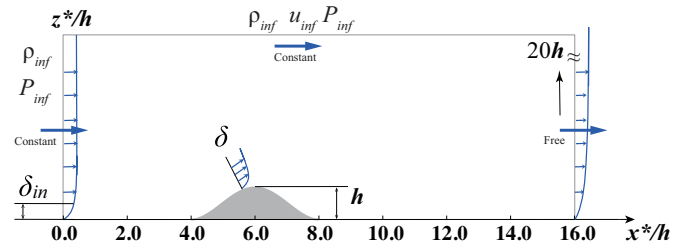


Fig.1 Schematic of the computational domain

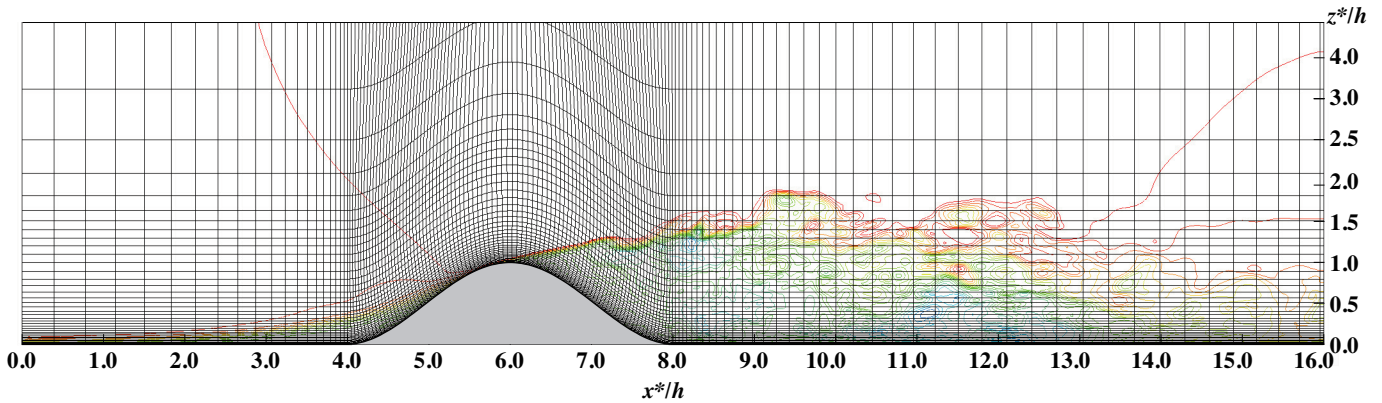


Fig. 2 Computation grid (Grid 2) and instantaneous flow field; every 5 meshes are plotted in each direction and the contour represents streamwise velocity u from -1.0(blue) to 1.0 (red) at $Re_h = 4000$. Flow is coming from left to right.

Table. 1 Grid resolution of computation cases

no.	Grid	Re_h	Re_δ	dt	Grid number Nx, Nz, Ny(span)	Grid resolution for δ			Grid resolution for viscous scale		
						$\Delta x_{max}/\delta$	$\Delta z_{max}/\delta$	$\Delta y_{max}/\delta$	Δx^+	Δz^+	Δy^+
1	1	4000	183.6	0.0005	527, 157, 127	0.159	0.0155	0.209	0.523~8.91	0.0512~0.872	0.690~11.7
2	2	4000	183.6	0.0005	757, 215, 167	0.0990	0.0137	0.150	0.366~5.83	0.0507~0.806	0.551~8.76
3	1	16000	593.6	0.0005	527, 157, 127	0.387	0.0378	0.510	3.00~26.5	0.294~2.60	3.96~34.9
4	2	16000	593.6	0.0005	757, 215, 167	0.0990	0.0137	0.149	0.733~11.7	0.101~1.61	1.10~17.5
5	3	64000	1280	0.0005	1051, 249, 251	0.0998	0.0162	0.132	1.13~28.8	0.183~4.66	1.49~37.9

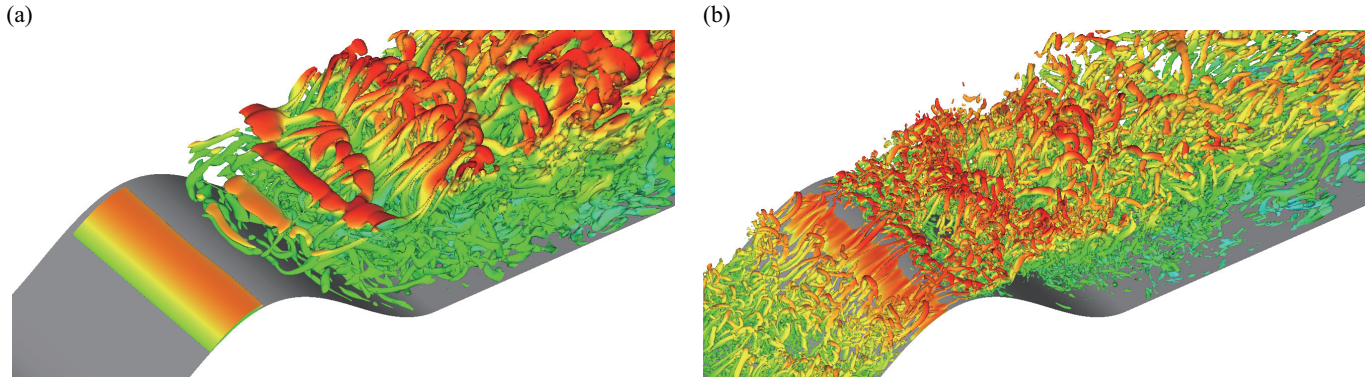


Fig. 4 Instantaneous flow field. Iso-surface of Q and contour of streamwise velocity u from -1.0(blue) to 1.0(red). (a) $Re_h = 4000$, (b) $Re_h = 16000$

計算格子は、解像度を変えた3種類を検討する。図2に中間解像度の格子(Grid2)と流れ場との比較を示す。図中、グリッド線は5点おきに間引いてある。等値線は瞬時の流れ方向速度 u を表す。解析対称の領域は格子を詰めて配置し、壁面からの遠方境界は、解析対称の領域から十分離れている。

バンブ高さ h 、外部流の速度 u_{inf} を基本とするレイノルズ数 Re_h ($=\rho u_{inf} h / \mu$) を 500, 4000, 16000, 64000 とする。その時、バンブの頂点付近で、接線方向速度の最大となる壁からの距離を、最小境界層厚さ δ とすると、図2に示すように Re_h の増加に伴い δ は減少し、一定値に近づいていく。

表1に計算を行った数種類のケースについて、その時のレイノルズ数と使用した3種類の格子の格子数と、 δ と粘性スケールで無次元化した格子解像度を示す。また、 Re_h に加えて δ を基本に再計算した Re_δ も示しており、 $Re_h = 500, 16000, 64000$ はそれぞれ $Re_\delta = 183.6, 593.6, 1280$ に相当する。統計量の算出に用いた格子は $Re_h = 500, 4000$ は Grid 1, $Re_h = 16000$ は Grid 2, $Re_h = 64000$ は Grid 3 である。

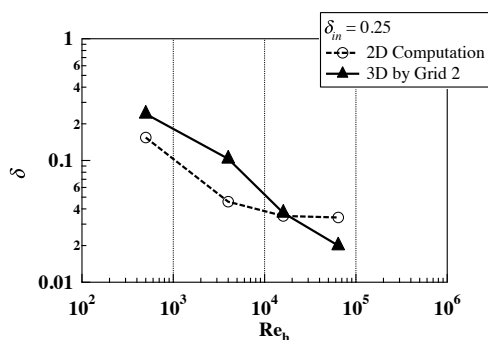


Fig.3 Minimum boundary layer thickness δ around a bump

3. 結果

3-1 瞬時流れ場の可視化

レイノルズ数 $Re_h = 4000, 16000$ の計算結果の可視化を図4に示す。等値面は速度勾配テンソルの第二不変量 Q として、カラーコンターは流れ方向の瞬時速度 u である。可視化に用いた Q のしきい値は、 $Re_h = 4000$ では 0.1, $Re_h = 16000$ では 1.0 であり、 Q の値を上げることで、より細かいスケールの渦運動を可視化することになる。 $Re_h = 4000$ では、比較的大きいスパン方向の二次元渦が周期的に発生している様子が示されているのに対して、 $Re_h = 16000$ では明確ではない。

3-2 形状係数

圧力係数 C_p 、摩擦係数 C_f は、静圧 P_s 、外部流の静圧 P_{inf} 、密度 ρ 、

外部流速度 u_{inf} 、壁面せん断応力 τ_w を用いてそれぞれ以下の式で表せる。

$$C_f = \frac{\tau_w}{1/2 \rho u_{inf}^2} \quad (1)$$

$$C_p = \frac{P - P_{inf}}{1/2 \rho u_{inf}^2} \quad (2)$$

バンブ周りの C_f 、 C_p 、形状係数 H をそれぞれ図5に示す。 C_f より剥離点位置は $Re_h = 4000$ では $x = 5.90$, $Re_h = 16000$ では $x = 5.94$ となる。 C_p より圧力の極小となる位置は $Re_h = 4000, 16000$ いずれも $x = 5.75$ となる。平板の層流境界層で圧力の極小となる位置では形状係数 $H = 2.6$, 剥離位置では $H = 3.5$ と見積もられる。本計算の結果で、剥離点位置は $H = 3.5$ となる位置とはほぼ一致している。一方、圧力の極小となる位置は、実際には $H = 2.6$ となる位置よりも 0.05 上流にずれている。これは、流れがバンブに流入する手前でぶつかり、圧力が増加する影響を受けるためと考えられる。

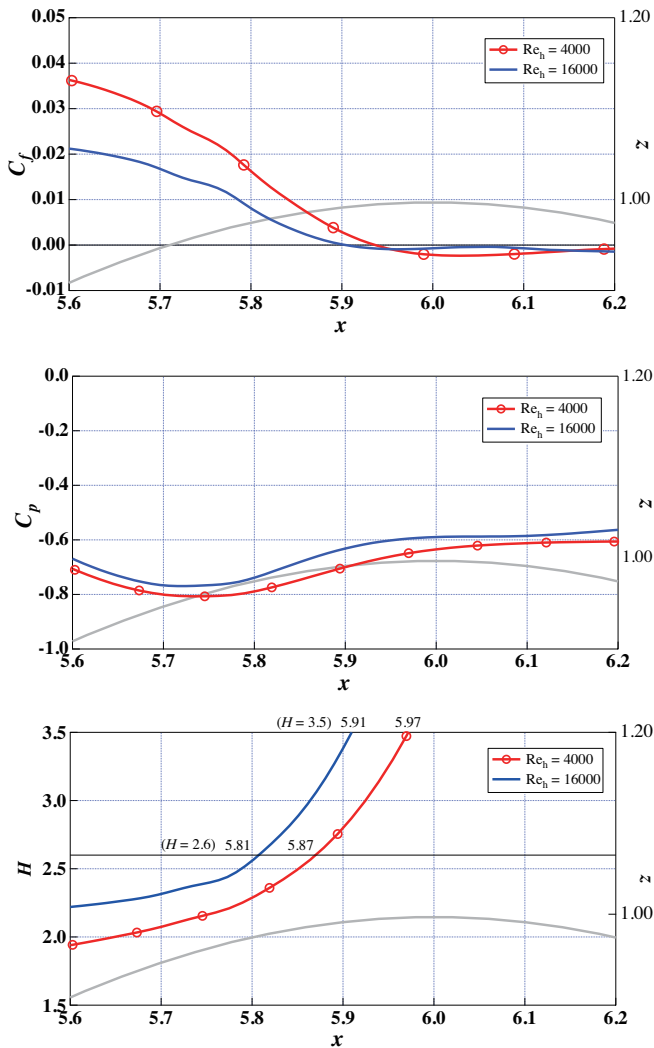
3-2 剥離現象

剥離位置付近での時間平均した流れ方向速度分布 $U(x, z)$ 、流れ方向速度の高さ方向剪断 $\partial U(x, z) / \partial z$ 、高さ方向二階微分値 $\partial^2 U(x, z) / \partial z^2$ を、図6, 7, 8に $Re_h = 4000, 16000, 64000$ についてそれぞれ示す。剥離点はいずれも $x = 5.9$ 付近である。図7より、流れ方向速度の高さ方向剪断 $\partial U(x, z) / \partial z$ は、 $Re_h = 4000$ では弱い最大値をとるが、 $Re_h = 16000, 64000$ ではより大きな値となり、最大値がほぼ同じであることが分かる。また、流れ方向速度の高さ方向の二階微分値 $\partial^2 U(x, z) / \partial z^2$ がゼロとなる高さは変曲点であり、変曲点型不安定性が起こることが古くから知られている。図8より、いずれの Re_h でも変曲点がおおよそ $x = 5.7$ より壁面付近に見いだされ、後流になるに従い、変曲点は Re_h が高い場合から順に壁面から遠ざかる様子が分かる。

変曲点型不安定性が起こる場合は、まず始めにスパン方向に一樣な二次元渦が成長し、基本流の流速で移流することが一般的に知られている。図9は、剥離位置付近での瞬時の圧力分布と二階微分値 $\partial^2 U(x, z) / \partial z^2$ を重ねて(変曲点位置を点線で示している)、 $Re_h = 4000, 16000, 64000$ のそれぞれについて示したものである。 $Re_h = 4000$ の場合は、二次元渦によって生じる圧力変動が見いだされない。一方で、 $Re_h = 16000, 64000$ ではほぼ同じ大きさの二次元渦が同じ周期で発生している。

3-3 乱流遷移現象

バンブ後流の乱流遷移位置付近の時間平均した流れ方向速度分布 $U(x, z)$ と、乱流エネルギーの分布を図10, 11にそれぞれ示す。 $Re_h = 4000$ より $Re_h = 16000$ の場合でより早く壁面に付着し、剥離渦は小さい。

Fig.5 C_p , C_f and shape factor H

4. 変曲点不安定性の一般的なパラメータに関する考察

剥離位置，ならびに乱流遷移付近では変曲点型不安定性与見られる二次元渦が観察される．ところで，変曲点型不安定性を支配する因子については種々の議論がある．例えば双曲線を仮定した場合に，基本流の最大剪断速度($\partial U/\partial z$)と，最大速度差 ΔU であることが提案され整理されている(16)．しかしながらこのスケーリング則は，実際の流体の性質を表す，慣性力と粘性力の比としてのレイノルズ数の大小に対して矛盾がある．本研究の流れ場は，剥離位置では最大速度差 ΔU は一定であり，基本流の最大剪断速度 $\partial U/\partial z$ が変化する． $\partial U/\partial z$ がほぼ同じ $Re_h = 16000$ と 64000 の場合は二次元渦の大きさと放出周波数が同じになることから， $\partial U/\partial z$ は変曲点不安定性を支配するパラメータの一つであることが示唆され，超音速境界層の乱流遷移に関する坂上(2010)(17)らの主張と関連すると思われる．一方乱流遷移付近では， $Re_h = 4000$ では剥離位置より大きなスケールの二次元渦が観察される一方で， $Re_h = 16000$ と 64000 では見られない．この時， $\partial U/\partial z$ は $Re_h = 4000$ より大きい．

5. 結論

剥離制御の最適な制御駆動条件を決定するための簡便な手法の構築を目的として，翼前縁部を模擬した二次元バンプ周りでの層流剥離・乱流遷移現象の詳細を調べた．その結果，以下のことが明らかになった．

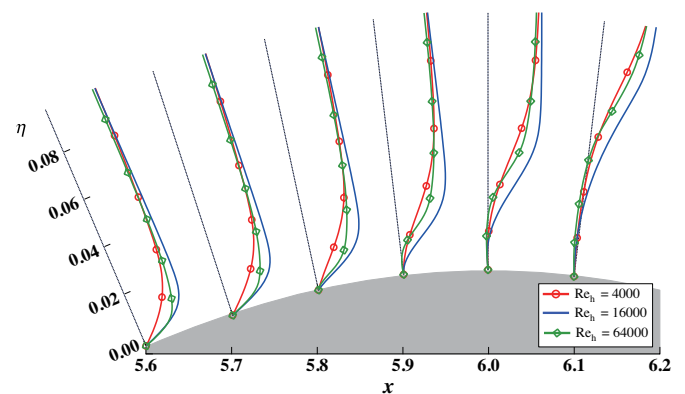
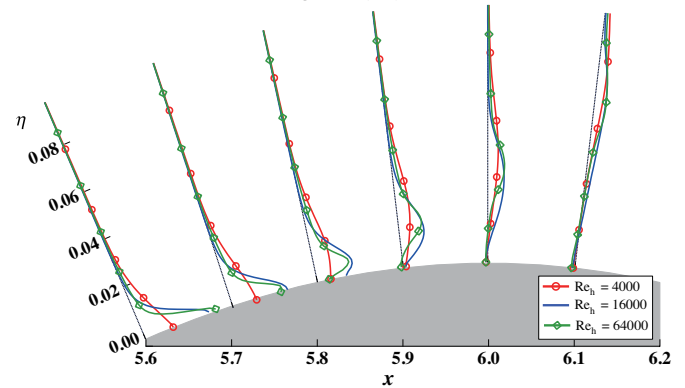
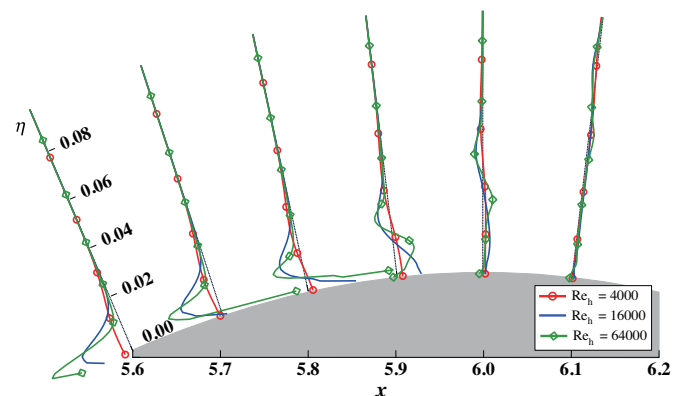
(1) レイノルズ数により，発生する二次元渦の発生位置と大きさに違いがある． $Re_h = 4000$ では，剥離位置付近ではなくバンプ後流において二次元渦が存在する．一方， $Re_h = 16000, 64000$ では剥離位置付近で二次元渦が発生し，バンプ後流には発生しない．

(2) 基本流の速度剪断 $\partial U/\partial z$ は変曲点不安定性を支配するパラメータの一つであることが示唆される．

(3) レイノルズ数による二次元渦の発生位置と大きさの違いは，基本流の分布が異なるため，変曲点不安定性的の違いが原因の一つと考えられる．その詳細は別途明らかにする予定である．

謝辞

本研究は「HPCI 戦略プログラム分野 4 次世代ものづくり課題 1『輸送機器・流体機器の流体制御による革新的高効率化・低騒音化に関する研究開発』」の枠組みとして，理化学研究所計算科学研究機構スーパーコンピュータ「京」の使用に依るものである．ここに記して謝意を表す．

Fig.6 $U(x, z)$ Fig.7 $\partial U(x, z)/\partial z$ Fig.8 $\partial^2 U(x, z)/\partial z^2$

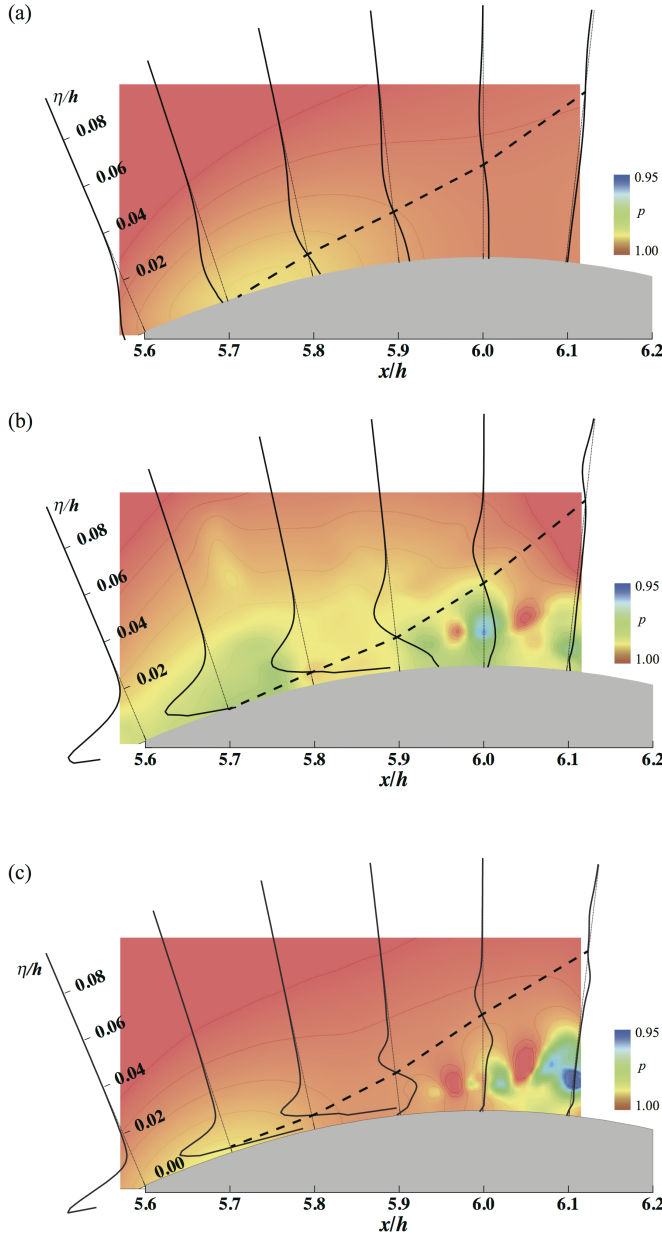


Fig.9 $\partial^2 U(x, z)/\partial z^2$ and pressure contour around a bump.
a) $Re_h = 4000$, (b) $Re_h = 16000$ and (c) $Re_h = 64000$.

参考文献

- (1) D. Greenblatt and I. J. Wygnanski, "The control of flow separation by periodic excitation," Progress in Aerospace Sciences, Vol. 36 (2000), pp. 487-545.
- (2) M. Gad-el-Hak and D. M. Bushnell, "Separation Control: Review," Journal of Fluid Engineering, Vol. 113 (1991), pp. 5-30.
- (3) C.-M. Ho and P. Huerre, "Perturbed free shear layers," Ann. Rev.

- Fluid Mech, Vol. 16 (1984), pp. 365-424.
- (4) M. R. Visbal, D. P. Rizzetta and J. Mathew, "Large-Eddy Simulation of Flow Past a 3-D Bump," AIAA Paper, Vol. 917 (2007), pp. 1-18.
- (5) M. Kiya, M. Shimizu and O. Mochizuki, "Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 342 (1997), pp. 119-139.
- (6) A. Roshko, "On the development of turbulent wakes from vortex streets," Technicsl report of National Advisory Committee for Aeronautics (1954), pp. 1-25.
- (7) L. W. Sigurdson, "The structure and control of a turbulent reattaching flow," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 298 (1995), pp. 139-165.
- (8) B. S. Stratford, "The prediction of separation of the turbulent boundary layer," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 5 (1959), pp. 1-16.
- (9) Nonomura, T., Aono, H., Sato, M., Yakeno, A., Okada, K., Abe, Y. and Fujii, K., "Control mechanism of plasma actuator for separated flow around NACA0015 at Reynoldsnumber63,000 -Separation bubble related mechanisms -, " AIAAPaper, (2013), 2013-0853.
- (10) Sato, M., Okada, K., Nonomura, T., Aono, H., Yakeno, A., Asada, K., Abe, Y. and Fujii, K., "Massive parametric study by LES on separated-flowcontrol around airfoil using DBD plasma actuator atReynolds number 63,000" AIAAPaper,2013-2750 (2013).
- (11) 青野, 岡田, 野々村, 佐藤, 焼野, 藤井, "中レイノルズ数での DBD プラズマアクチュエータを用いた翼剥離制御におけるバースト発振周波数効果", 日本機械学会流体工学部門論文集 (2013), G0405.
- (12) K. Fujii and S. Obayashi, "High-resolution Upwind Scheme for Vortical-flow Simulations", Journal of Aircraft, Vol. 26 (1989), pp. 1123-1129.
- (13) H. Aono, T. Nonomura, N. Iizuka, T. Ohsako, T. Inari, Y. Hashimoto, R. Takagi, and K. Fujii, "Scalar Tuning of a Fluid Solver using Compact Scheme on K Computer", Proceedings of Parallel Computational Fluid Dynamics Conference, Hunan China, (2013).
- (14) S. K. Lele, "Compact Finite Difference Scheme with Spectral-like Resolution", Journal of Computational Physics, Vol. 103, pp. 16-22.
- (15) Gaitonde, D. V. and Visbal, R. M., "Pade Type Higher-Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations," AIAA Journal, Vol. 38, No. 11 (2000), pp. 2103-2112.
- (16) 松原雅春, "変曲点型速度分布を持つ剪断流の線形不安定性に対するスケーリング則について", 計算数理工学論文集, Vol. 7, No. 1 (1997).
- (17) 坂上昇史, "超音速境界層の乱流遷移に関する研究", 大阪府立大学博士論文 (2010)

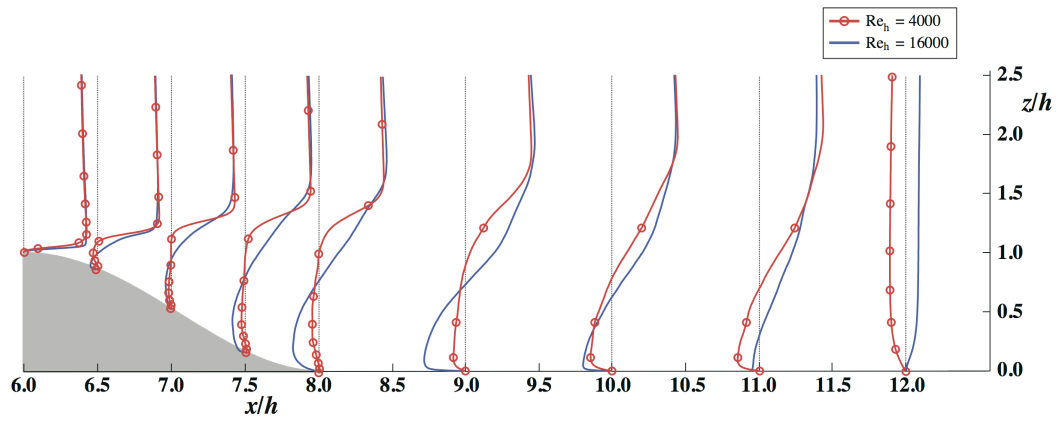


Fig.10 $U(x, z)$

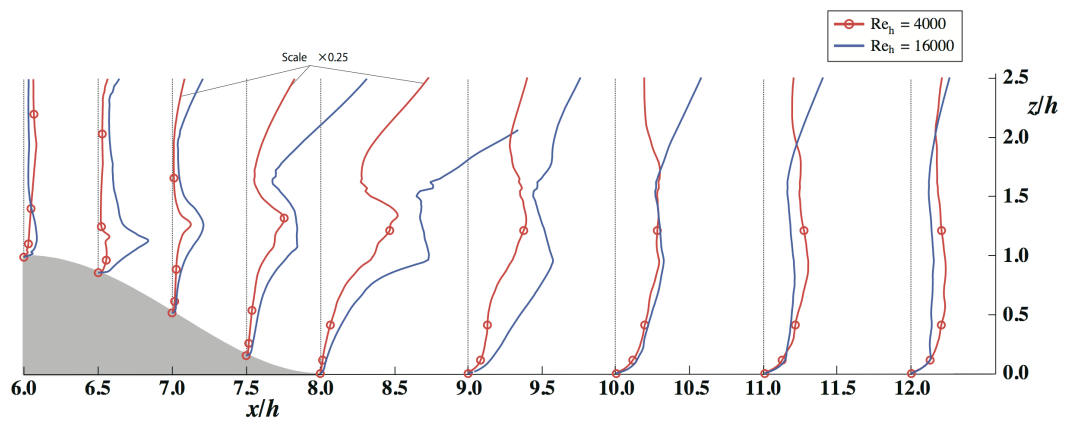


Fig.11 Kinematic energy