

二次元ハンプ周り圧力勾配影響下での 壁近傍準秩序構造の予測と制御

焼野 藍子, 河合 宗司, 野々村 拓, 藤井 孝藏
Aiko Yakeno, Soshi Kawai, Taku Nonomura and Kozo Fujii

宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所

〒 252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1

Institute of Space and Astronautical Science, Japan Aerospace Exploration Agency (ISAS / JAXA)

Yoshinodai 3-1-1, Chuo-ku, Sagami-hara, Kanagawa 252-5210, Japan

1 緒言

航空機, 車などの輸送機器や, タービン翼や曲がり管内部で生じる粘性摩擦抵抗の低減や剥離の抑制により, これらの流体機器のエネルギー変換性能を飛躍的に向上出来る. そのためには乱流遷移を司る壁面や剥離後流の乱流準秩序構造の生成機構の解明と制御が重要である. 昨今の直接数値計算を始めとする数値計算技術の発展により, 瞬時の流体量の可視化による詳細な流体構造の解析や, それらの構造に作用する流体制御手法開発が可能になっている. 例えば, 摩擦抵抗低減を達成する制御では, 摩擦抵抗に寄与する¹壁近傍の縦渦構造を検知し, 構造に直接作用して運動を抑制するという概念に基づく, オポジション・コントロール (Choi et al., 1994) などがよく知られている. 壁面近傍にはストリーク構造や縦渦構造など乱流準秩序構造が存在し, 摩擦抵抗を増加したり剥離を抑制する運動量輸送を担っており (Townsend, 1980), 従来提案される流体制御はこのような壁近傍の乱流運動に基づくものが多い.

ストリーク構造は, 充分発達したチャンネル流れの壁面付近などで, 流れ方向速度の正負の変動成分 (u') の縦縞模様の分布を持つ自律的に生じる秩序運動 (Kline et al., 1967; Kim et al., 1971) で, スパン方向 y の間隔はおおよそ $100\nu/u_\tau$ であることが知られている. このストリーク構造は, 壁面でバースティングと呼ばれる, レイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ の四象限における Q2 イベントに相当する運動量輸送を引き起こす元となっており (Willmarth, 1975), この過程で, 壁面とチャンネル中心の流体が入れ替わり, 乱流状態で運動量輸送を増加する要因となっている (Kim et al., 1987; Cantwell, 1981; Kline and Robinson, 1990). チャンネル流れで乱流状態が維持されるのは, このストリーク構造が自律的に生成し, 不安定化すること起因することが明らかにされつつある. このストリーク構造の生成と, さらに不安定化は, 線形の過渡成長 (Transient Growth) とよばれる過程によることが示唆されていた (Butler and Farrell, 1992; Reddy and Henningson, 1993) が, 証明されていなかった. 近年の数値計算技術の進展に伴い, del Álamo and Jimenez (2006), Pujals et al. (2009) が過渡成長解析を行い, その結果, 微小擾乱がもっとも増加する固有モードのスパン方向波長は, ストリーク構造のスパン方向 y の間隔 $100\nu/u_\tau$ と一致した. すなわち, チャンネル流れ場での乱流状態の自立維持に重要な役割を果たすストリーク構造は, 過渡成長過程により生成することを初めて示した. 壁近傍のストリーク構造に限らず, チャンネル幅スケールの大規模構造など高レイノルズ数域で支配的な乱流秩序構造も, 過渡成長解析によって予測可能であることが示されている. これらの知見は, 壁面での流体制御技術開発に, 新たな可能性を与えていると言える (Yakeno et al., 2014a).

本研究は, 曲率を有する壁面を持つ典型的な流れ場として二次元ハンプ周りを対象とした解析を行う. 二次元ハンプ周りでは, レイノルズ数により流れの特徴が変化して表れる. 従来, 剥離を抑制する制御は, 下流で乱流遷移を引き起こすことで運動量輸送を促進し, 剥離をもたらし逆圧力勾配を低減するとの概念に基づくものが多い (Gad-el Hak and Bushnell, 1991; Hasan, 1992; Hasan

¹Fukagata et al. (2002) は, 壁近傍のレイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ が摩擦抵抗係数 C_f に寄与する状態を, 積分恒等式 (FIK 恒等式) に示している.

and Khan, 1992). そのため、二次元ハンプ周りでも、効果的な乱流遷移の促進により剥離を抑制できると考えられる。本研究で対象とするレイノルズ数域 ($Re_h = 16000$) では、特に前縁部においてスパン方向相関のある乱流構造が生成する (図 8)。従来、人工的に遷移を促進することを目指して、ボルテックス・ジェネレーター (Lee, 1956) などの流体制御の静的デバイスが航空機翼など実機に適用されてきているものの、制御機構や乱流の生成機構そのものが未解明であったため制御設計が困難であった。本研究では、将来的には優れた剥離制御開発を目的とし、二次元ハンプ周りで生じるこのような壁近傍の乱流準秩序構造の詳細を調べ、後流の逆圧力勾配を低減し剥離を抑制する制御則の構築に繋がる知見を得ることを目的とする。

2 計算手法

2.1 計算領域と計算条件

本研究で用いる二次元ハンプは、以下のベッセル関数で表される半円柱が壁面に滑らかに結合した形状を与え、境界層流入のある場で、ハンプ周りで生じる乱流構造の詳細を解析できるようにする。

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

ここで、 I_0 と J_0 はそれぞれ第一種ベッセル関数と変形ベッセル関数を表し、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 (2))。

$$\begin{aligned} \rho_{wall} &= \rho_{wall+1} \\ u_{i,wall} &= 0.0 \\ e_{wall} &= p_{wall+1}/(\gamma - 1) + 0.5(\rho u_k u_k)_{wall} \end{aligned} \quad (2)$$

計算領域の模式図を図 1 に示す。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_{in} を、ハンプ高さ h の 1/4 としている。壁面から十分離れた遠方境界は、密度、速度、圧力を一定として、流出部には 2 次精度のフィルターを、スパン方向は周期境界条件を施した。ハンプ高さ、外層の流れ方向速度を基準としたレイノルズ数 Re_h は 16000 とする。この時、ハンプ頂上付近の最小境界層厚さ δ を基準としたレイノルズ数 Re_δ は 611.3 である。

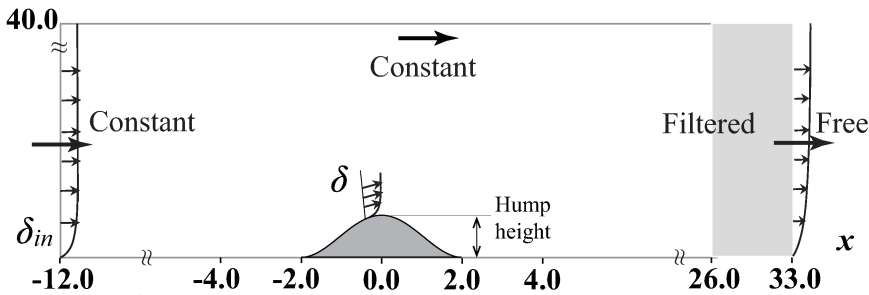


Figure 1: Computational domain and boundary conditions.

2.2 支配方程式

支配方程式は式 (3) から式 (5) に示す圧縮性ナビエ・ストークス方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_k + p \delta_{ik})}{\partial x_k} = \frac{1}{Re_h} \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} + S_i, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial ((e+p)u_k)}{\partial x_k} &= \frac{1}{Re_h} \frac{\partial u_l \tau_{kl}}{\partial x_k} + S_k u_k \\ &+ \frac{1}{(\gamma-1)Pr Re_h M^2} \frac{\partial^2 a}{\partial x_k^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

式において変数は全て外層の流れ方向速度、密度、二次元ハンプの高さで無次元化されている。また、 x, y, z はそれぞれ、流れ方向、スパン方向、高さ方向を示し、 t は時間である。 u_i は i 方向の成分を表し、 a は音速、 ρ, p, e, τ_{ij} はそれぞれ、単位体積あたりの密度、圧力、全エネルギー、応力テンソルを表している。 e, τ_{ij} は以下の式で表される。

$$e = E(\rho, u_i, p) = \frac{p}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \rho u_i u_i \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \mu_l(T) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij} \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \\ &= \mu_l(T) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{\mu_l(T)}{\mu_{l,inf}} = \left(\frac{T}{T_{inf}} \right)^{(3/2)} \frac{T_{inf} + T_1}{T + T_1} \quad (8)$$

δ_{ij} はクロネッカーのデルタで、 S_i は後述のプラズマアクチュエータを想定した制御体積力である。マッハ数 M は 0.2、プラントル数 Pr は 0.72 とおいている。

2.3 計算手法と格子解像度

計算には、ISAS/JAXA で開発された圧縮性流体解析ソルバー LANS3D(Fujii and Obayashi, 1989; Aono et al., 2013) を用いる。本計算は高解像度非定常計算のため、移流項、粘性項、メトリック、ヤコビアン空間差分は 6 次精度コンパクト差分スキーム (Lele, 1992) を用いる。移流項の数値振動を抑えるため 10 次精度の三重対角フィルター (Visbal and Gaitonde, 1999) 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 TVD Runge Kutta 法を用いている。クーラン数が最大で 1.0 以下となるように、時間刻み幅は $\Delta t = 0.001$ としている。

計算格子は、三種類の解像度の異なる格子 (Grid1, Grid2, Grid3) での計算結果について乱流統計量の比較を行った。特に本研究で対象とする領域 $x = -1.0 \sim 1.0$ での各方向の最大解像度の詳細は表 1 に示すとおりになる。5 点おきに表示したハンプ周りの格子の様子を図 2 に示す。Grid 1 ~ 3 各格子による摩擦係数 C_f 、圧力係数 C_p を図 3、図 4 に示す。これらより、二次元ハンプ周りの乱流構造を解像するに十分細かいことを確認した格子 2 を用いることとする。それぞれ、静圧 $\bar{p}$ 、遠方境界での静圧 P_{inf} 、密度 ρ_{inf} 、流れ方向速度 u_{inf} 、壁面剪断応力 τ_w を用いて以下の式で表せる。 $Re_h = 16000$ では、 $x = -0.06$ の位置で剥離する。

$$C_f = \frac{\tau_w}{1/2 \rho u_{inf}^2} \quad (9)$$

$$C_p = \frac{\bar{p} - P_{inf}}{1/2 \rho u_{inf}^2} \quad (10)$$

3 二次元ハンプ周りの乱流統計量

3.1 時間平均統計量

壁面接線方向の平均速度 $\bar{u}_t$ 、乱れ強度 $\sqrt{u_i'^2}$ とレイノルズ応力 $\overline{u_i' w_i'}$ の分布を、図 5 の (a)~(c) にそれぞれ示す。この時、剥離位置は $x = -0.06$ であり、図に示した分布 $x = -1.0, -0.7, -0.5, -0.3$ の

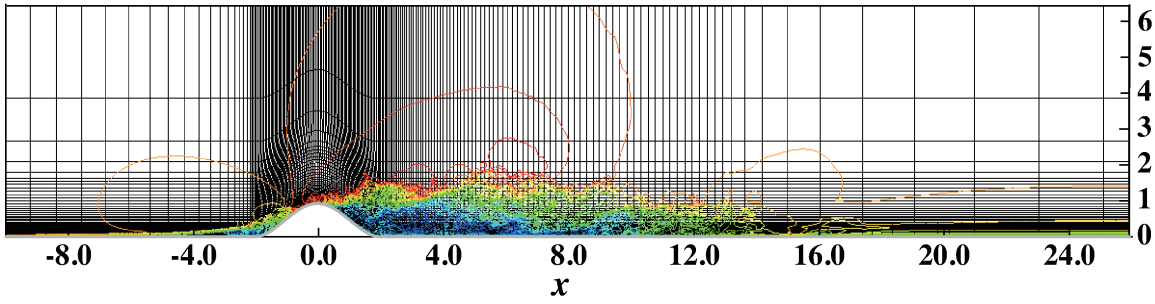


Figure 2: Computation grid (Grid 2) and instantaneous u contour from -1.0 (blue) to 1.0 (red). Every 5 meshes are plotted in each direction. Flow is coming from left to right.

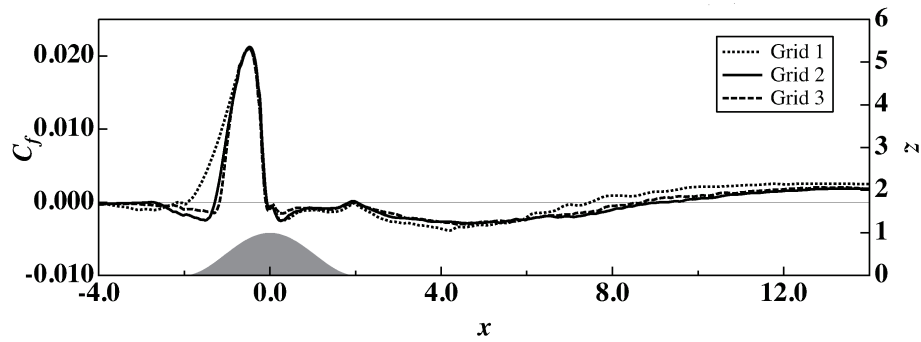


Figure 3: Friction coefficient, C_f .

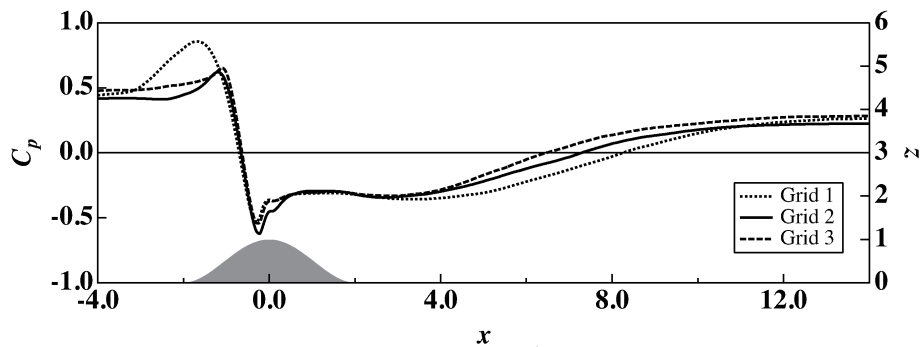


Figure 4: Pressure coefficient, C_p .

Table 1: Grid resolutions

Label	Grid number	Δx_{max}^+	Δy_{max}^+	Δz_{max}^+	$\Delta x_{max}/\delta$	$\Delta y_{max}/\delta$	$\Delta z_{max}/\delta$
Grid 1	(605, 167, 162)	25.1	24.8	2.52	0.374	0.370	0.0376
Grid 2	(1003, 357, 245)	16.8	11.6	2.26	0.265	0.183	0.0357
Grid 3	(1411, 625, 347)	12.6	6.62	1.55	0.188	0.0994	0.0233

位置は付着流れとなっている。接線方向の乱れ強度、レイノルズ応力は共に、場所によって壁近傍と壁から離れた位置の二つのピークが存在することが分かる。特に壁近傍のピークは図中 $x = -0.7$ から $x = -0.2$ にかけて表れる。

ここで、レイノルズ応力 $\overline{u'_t w'_t}$ と、乱れ強度には以下の関係がある。

$$\overline{u'_t w'_t} = R_{u'w'} \cdot \sqrt{u'^2_t} \cdot \sqrt{w'^2_t} \quad (11)$$

図5より、まず壁近傍のピークに関しては、乱れ強度はあまり変わらず、レイノルズ応力の大きさは $x = -0.7$ より $x = -0.2$ にかけて次第に大きくなる。これは式(11)に基づき、 u'_t と w'_t が負の高い相関を持つ乱流構造が発生していることを示している。一方、壁から離れた位置のピークに関しては、レイノルズ応力の大きさは剥離位置付近で最小値となる違いがある。これは、壁から離れた位置では剥離位置付近にかけて u' と w' の相関が下がるからで、特に $x = 0.0$ では u' と w' の相関をもつ強い乱流運動は存在しないと考えられる。

図6に、三成分の乱れ強度の(a)最大値と(b)位置を示す。三成分の中では特に、流れ方向速度 u_t の乱れ強度が大きく、 $x = -0.7 \sim -0.2$ は壁付近にピークが出来る。壁近傍と、壁から離れた位置での大きさが入れ替わる位置で、 u_t の乱れ強度の最大値と位置を示す線に不連続が表れている。

壁面での圧力係数の流れ方向速度勾配 $\partial C_p / \partial x$ の分布を図7に示す。 $x = -1.0 \sim -0.25$ の領域で勾配は負となり、そのうち、壁近傍の乱流構造が発生する $x = -0.7 \sim -0.25$ (図中の点線部分) は負の圧力勾配が徐々に弱まる状態、すなわち $\partial^2 \bar{p} / \partial x^2 > 0$ となっている。この壁近傍の乱流構造が負の圧力勾配が徐々に弱まる領域で発生することは、より高いレイノルズ数 $Re_h = 64000$ の場合 (Yakeno et al., 2014b) でも同じである。

3.2 壁近傍の縞状の乱流構造

計算結果の瞬時流れ場の可視化を図8に示す。図では、壁面高さ $z = 0.005$ での瞬時流れ方向速度 u と、速度勾配テンソルの第二不変量 $II (= \partial u_i / \partial x_j \cdot \partial u_j / \partial x_i) = 7.0$ の白い等値面を表している。瞬時流れ場の可視化では、壁面近くで $x = -0.7 \sim 0.0$ 付近に流れ方向に縞状の構造が表れることが示されている。

壁垂直速度 w' のスパン方向相関を図9に示す。相関をとる位置は、流れ方向速度の乱れ強度が最大となる位置とする。まず、図9(a)より、 $x = -0.5, -0.3$ での壁近傍の乱れのピーク位置では、およそ $\lambda_y = 0.10$ の乱流構造が存在することを示している。続けて、図9(b)より、 $x = -1.0$ での壁から離れた乱れのピーク位置では、スパン方向波長 $\lambda_y = 0.40$ の大きな乱流構造が存在することが分かる。これらの大きさは、局所の粘性速度 u_τ で無次元化した場合に、位置により u_τ が変化するのに伴い値は多少前後するものの、それぞれ $\lambda_y^+ = 150, 600$ 位である(図10)。一方、壁からの距離にかかわらず、広い領域でスパン方向波長 $\lambda_y = 0.13$ の構造が存在することも示されている。これらのスパン方向に構造の存在する領域を、図11に模式的に示す。特に、広い領域で存在するスパン方向波長 $\lambda_y = 0.13$ は、位置 x にかかわらずほぼ同じであることが特徴的である。

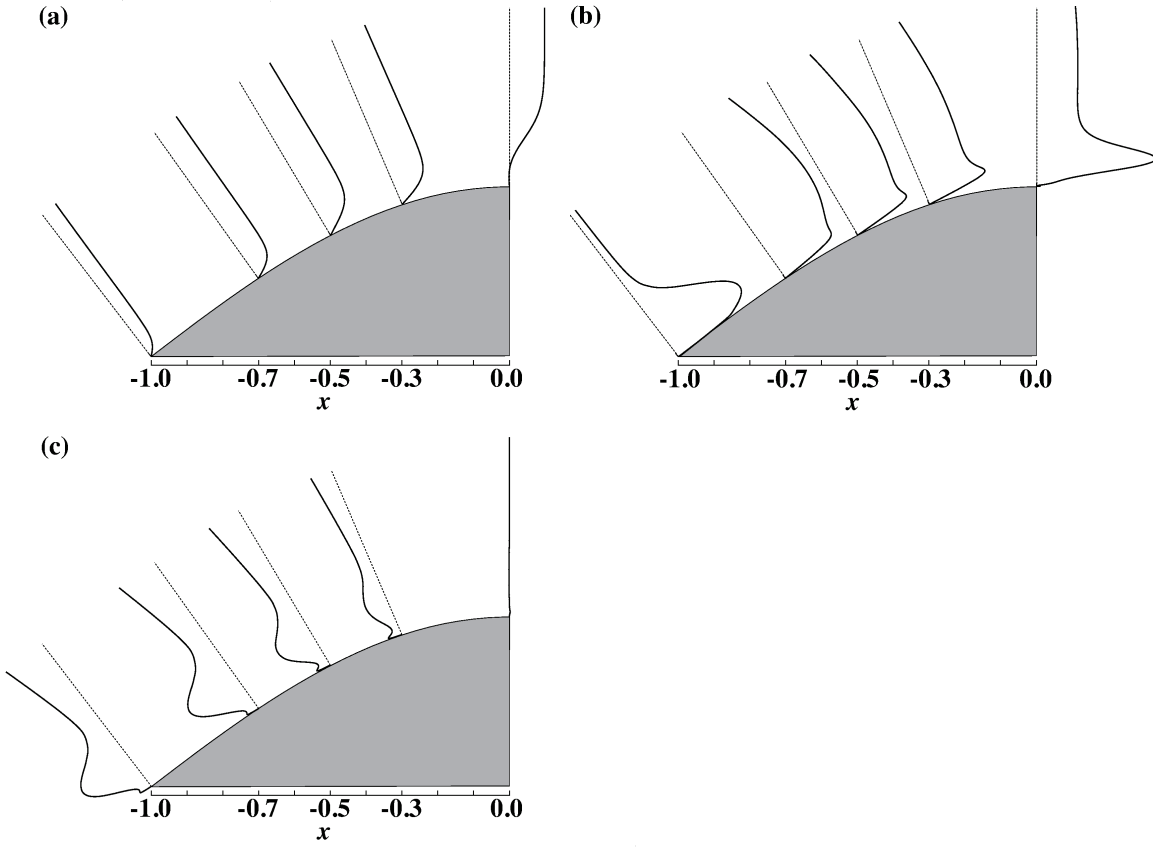


Figure 5: Time-averaged profiles; (a) $\bar{u}_t$, (b) $\sqrt{\overline{u_t'^2}}$ and (c) $\overline{u_t' w_t'}$ at $x = -1.0, -0.7, -0.5, -0.3$ and 0.0 .

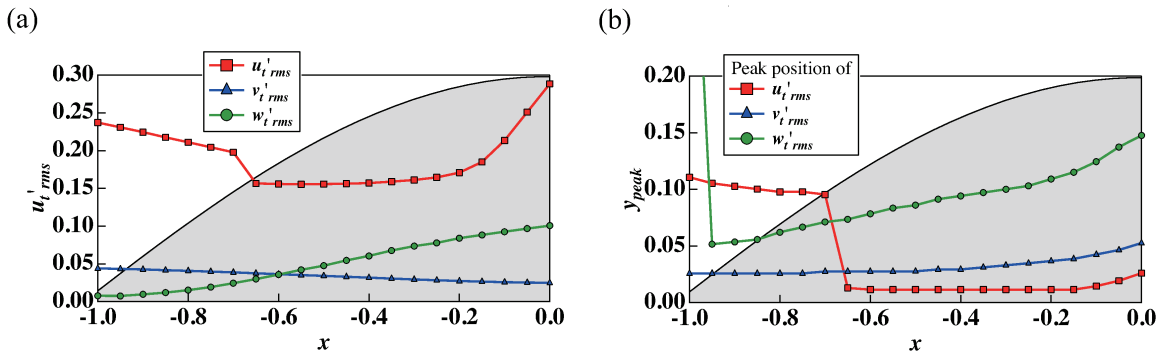


Figure 6: (a) Peak values and (b) the position of $\sqrt{\overline{u_t'^2}}$ around a 2D hump.

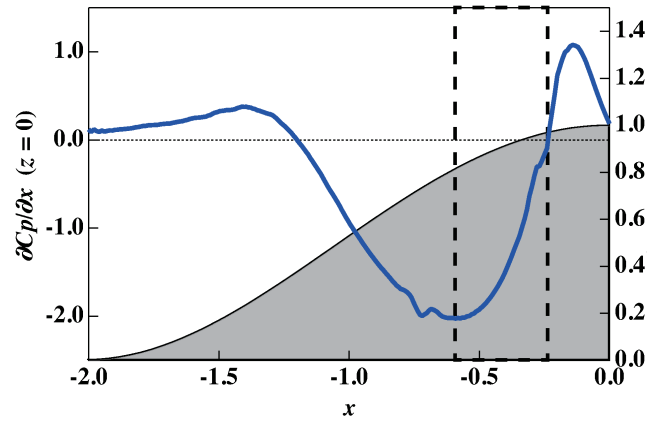


Figure 7: Pressure gradient $\partial C_p/\partial x$ at the wall.

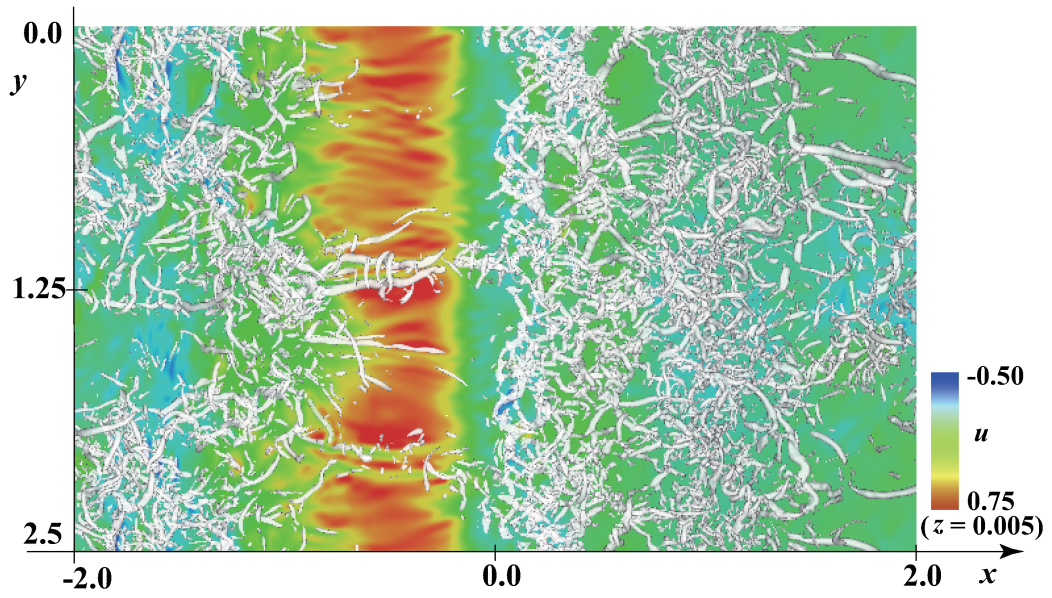


Figure 8: Instantaneous contour of u at the height of $z = 0.005$ and white iso-surface of $II(= \partial u_i/\partial x_j \cdot \partial u_j/\partial x_i) = 7.0$ around a 2D hump.

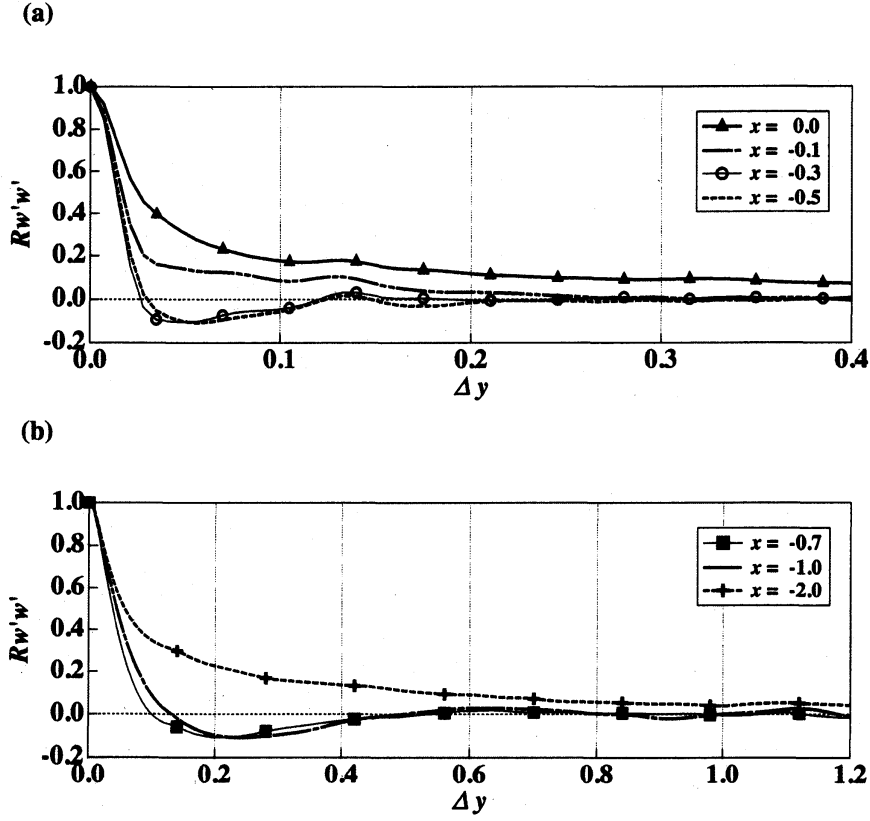


Figure 9: Correlation of w' in the spanwise direction at the peak position of $\sqrt{u_t'^2}$, at (a) $x = -0.5, -0.3, -0.1, 0.0$, (b) $x = -2.0, -1.0, -0.7$.

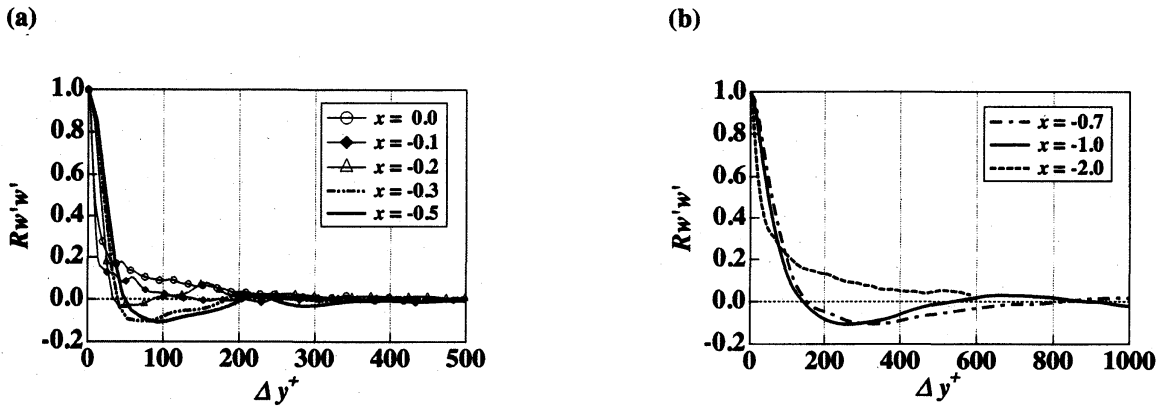


Figure 10: Correlation of w' in the spanwise direction at the peak position of $\sqrt{u_t'^2}$ in the viscous scale, at (a) $x = -0.5, -0.3, -0.2, -0.1, 0.0$, (b) $x = -2.0, -1.0, -0.7$.

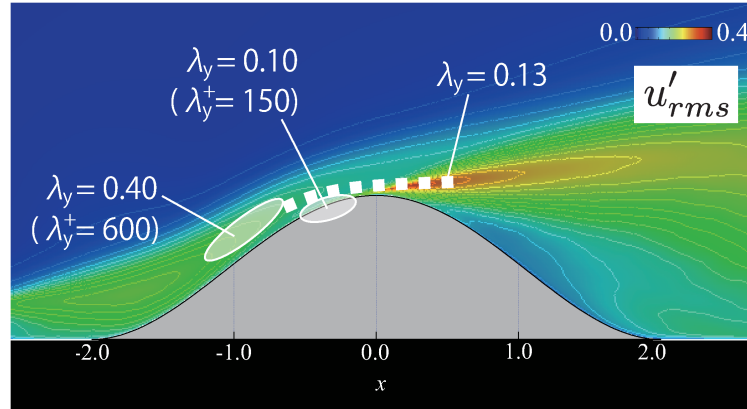


Figure 11: Schematic of coherent structures and their scales around a 2D hump.

4 乱流構造の制御

ここでは、非制御時に $x = -0.3$ 付近で見られる壁近傍の乱流構造の生成を促す制御入力として、スパン方向間隔 $\lambda_y = 0.1$ の波長をもつ正弦波を、壁近傍体積力によって誘起することを考える。瞬時の壁近傍の流れ方向速度分布について、非制御時と正弦波を誘起する制御時を示した可視化画像を図 12 に示す。

乱流構造の生成に与える影響を確認するため、非制御、スパン方向正弦波、スパン方向に一樣な場合の合計で三種類を検討する。スパン方向正弦波の体積力は式 (12) で示される空間的な周期性をもつもので、スパン方向に一樣な場合は式 (13) に示される。ここで $S_{model,i}$ は正規化された二方向の二次元体積力分布であり Suzen et al. (2005) に基づくものである。 $S_{model,1}$ の分布を図 13(a) に示す。式 (12, 13) において D_c は体積力の大きさを表すパラメータで、ここでは $D_c = 10$ を設定する。

$$S_{Sine wave,i}(x, y, z) = D_c \cdot S_{model,i}(x, z) \cdot \{ \sin(2\pi y / \Delta y) \} + 1.0 \quad (12)$$

$$S_{2D,i}(x, z) = D_c \cdot S_{model,i}(x, z) \quad (13)$$

前縁 $x = -0.3$ とその後流位置での乱れ強度分布を図 13(b) に示す。誘起する体積力による乱れ強度は、非制御時の乱流による乱れ強度に比べて充分小さい。一方、後流になるにしたがって、スパン方向正弦波を誘起する場合 (Sine wave) は、乱れ強度が最も増加する。非制御 (w/o control), スパン方向一樣 (2D), スパン方向正弦波 (Sine wave) の場合の、剥離、再付着位置 ($x_{sep}, x_{reattach}$) をそれぞれ表 2 に示す。これらの中では、スパン方向正弦波により、流れは最も早く再付着することが分かる。

Table 2: Separation and re-attachment positions : x_{sep} and $x_{reattach}$

Label	x_{sep}	$x_{reattach}$
w/o control	-0.06	8.97
2D	-0.02	8.59
Sine wave ($\lambda_y = 0.1$)	0.0	7.80

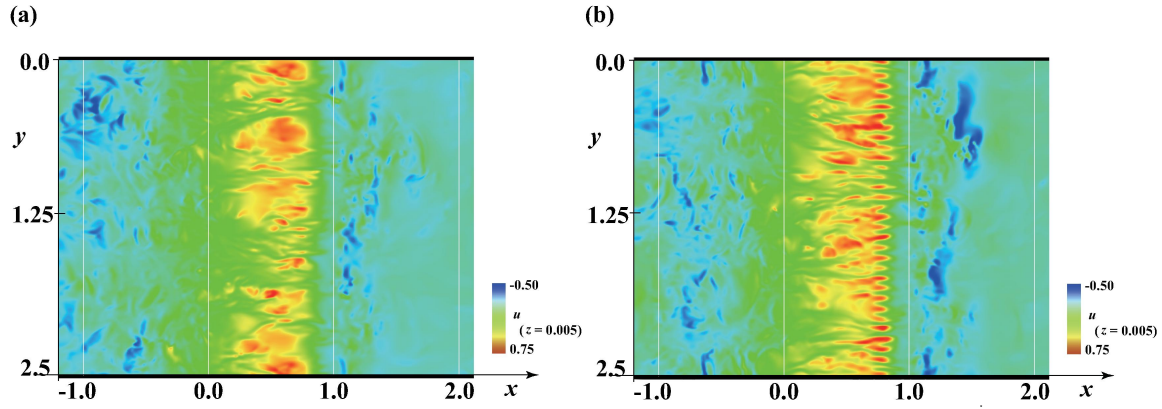


Figure 12: Instantaneous contour of u at the height of $z = 0.005$ around a 2D hump (a) without and (b) with the body force of sine wave of $\lambda_y = 0.1$ at $x = -0.3$.

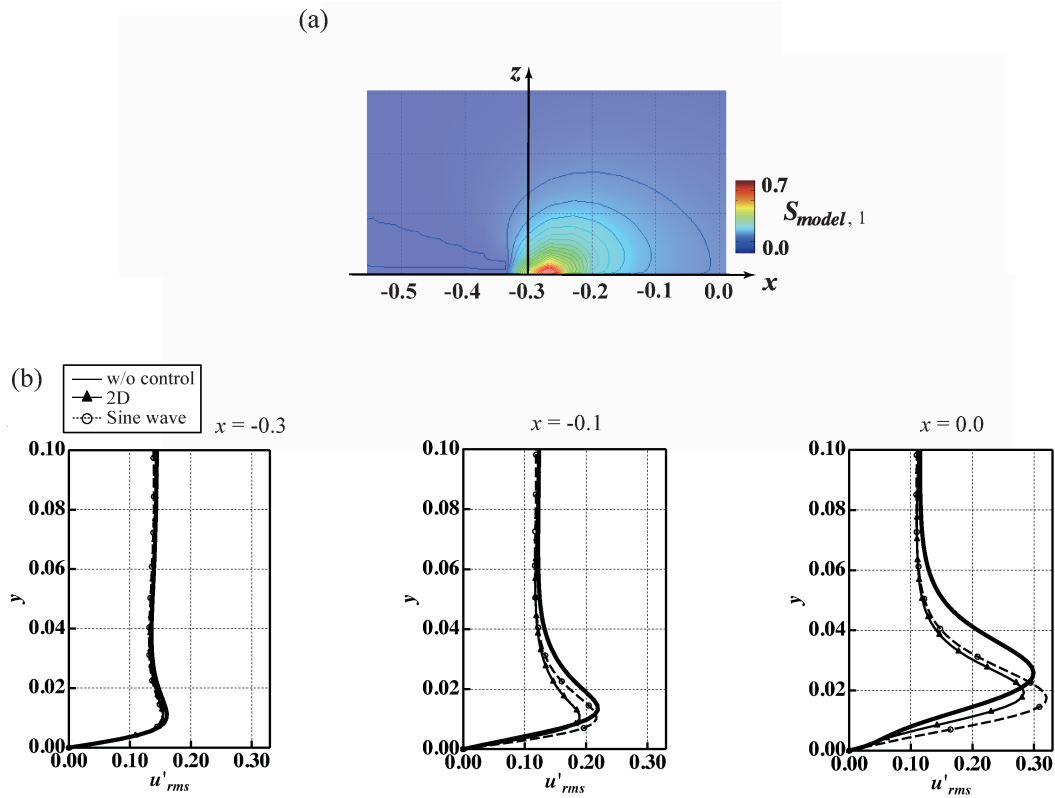


Figure 13: (a) Body force in the streamwise direction $S_{model,1}$ based on Suzen et al. (2005). (b) u'_{rms} of uncontrolled and controlled cases at $x = -0.3, -0.1$ and 0.0 .

5 結言

本研究では、曲率を有する典型的な流れ場として二次元ハンプ周りを対象に、圧力勾配影響下での壁近傍の乱流準秩序構造の詳細を調べた。さらに、このような乱流構造の生成を促進する制御入力の効果について調べた。その結果、以下の結論を得た。

1. 二次元ハンプの前縁部では、スパン方向に相関を持つ乱流構造が生成する。それらは流れ方向位置と壁面高さにより異なる三種類のスパン方向波長をもつ。大きさは $x = -1.0$ では壁面から離れた位置に $\lambda_y = 0.40$, $x = -0.7 \sim -0.3$ では壁近傍に $\lambda_y = 0.10$ であり、局所の粘性速度で整理するとそれぞれ $\lambda_y^+ = 600, 150$ 位である。さらに $x = -0.7$ から後流にかけて広い範囲で壁からやや離れた位置に $\lambda_y = 0.13$ となるが、こちらは局所の粘性速度では整理されず、別の速度スケールに依存すると考えられる。
2. 壁近傍の乱流構造の生成を促進することを目指して、 $x = -0.3$ 付近に $\lambda_y = 0.10$ の波長のスパン方向正弦波の分布をもつ微小な体積力を付与したところ、非制御時や、スパン方向に一樣な体積力を付与した場合に比べて後流での乱れ強度が増加し、再付着が早まった。

今後は、体積力のそのほかの位置や波長による制御効果を調べ意味付けると共に、さらには乱流構造の生成による乱れ強度の増加と後流の再付着に関する一般的知見を得る予定である。

6 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依る革新的高効率化・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」の使用によるものである。本編をまとめるにあたり、東京大学生産技術研究所長谷川洋介博士、東京大学大学院阿部圭晃氏にも有意義な助言を頂いた。ここに記して謝意を表する。

References

- H. Aono, T. Nonomura, N. Iizuka, T. Ohsako, T. Inari, Y. Hashimoto, R. Takaki, and K. Fujii. Scalar tuning of a fluid solver using compact scheme for a supercomputer with a distributed memory architecture. *CFD Letters*, 5(4):143–152, 2013.
- K. M. Butler and B. F. Farrell. Three-dimensional optimal perturbations in viscous shear flow. *Physics of Fluids A*, 4(8):1637–1650, 1992.
- B. J. Cantwell. Organized motion in turbulent flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 13(1):457–515, 1981.
- H. Choi, P. Moin, and J. Kim. Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 262:75–110, 1994.
- J. C. del Álamo and J. Jimenez. Linear energy amplification in turbulent channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 559:205–213, 2006.
- K. Fujii and S. Obayashi. High-resolution upwind scheme for vortical-flow simulations. *Journal of Aircraft*, 26(12):1123–1129, 1989.
- K. Fukagata, K. Iwamoto, and N. Kasagi. Contribution of reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows. *Physics of Fluids*, 14(11):L73–L76, 2002.
- M. Gad-el Hak and D. M. Bushnell. Separation control: review. *Journal of Fluids Engineering*, 113(1):5, 1991.

- M. A. Z. Hasan. The flow over a backward-facing step under controlled perturbation : laminar separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 238:73–96, 1992.
- M. A. Z. Hasan and A. S. Khan. On the instability characteristics of a reattaching shear layer with nonlaminar separation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 13(3):224–231, 1992.
- H. T. Kim, S. J. Kline, and W. C. Reynolds. The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 50:133–160, 1971.
- J. Kim, P. Moin, and R. Moser. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 177:133–166, 1987.
- S. J. Kline, W. C. Reynolds, F. A. Schraub, and P. W. Runstadler. The structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 30:741–773, 1967.
- S. J. Kline and S. K. Robinson. Quasi-coherent structures in the turbulent boundary layer. i-status report on a community-wide summary of the data. *Near-Wall Turbulence*, 1:200–217, 1990.
- J.G. Lee. Vortex generator, 1956. US Patent 2,740,596.
- S. K. Lele. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *Journal of Computational Physics*, 103(1):16–42, 1992.
- G. Pujals, M. Garcia-Villalba, C. Cossu, and S. Depardon. A note on optimal transient growth in turbulent channel flows. *Physics of Fluids*, 21(1):015109, 2009.
- S. C. Reddy and D. S. Henningson. Energy growth in viscous channel flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 252:209–238, 1993.
- Y. B. Suzen, P. G. Huang, J. D. Jacob, and D. E. Ashpis. Numerical simulations of plasma based flow control applications. *AIAA Paper*, 4633:2005, 2005.
- A. A. Townsend. *The structure of turbulent shear flow*. Cambridge university press, 1980.
- M. R. Visbal and D. V. Gaitonde. High-order-accurate methods for complex unsteady subsonic flows. *AIAA Journal*, 37(10):1231–1239, 1999.
- W. W. Willmarth. Structure of turbulence in boundary layers. *Advances in applied mechanics*, 15:159–254, 1975.
- A. Yakeno, Y. Hasegawa, and N. Kasagi. Modification of quasi-streamwise vortical structure in a drag-reduced turbulent channel flow with spanwise wall oscillation. *Physics of Fluids*, 26(8):085109, 2014a.
- A. Yakeno, S. Kawai, T. Nonomura, and K. Fujii. Wall-turbulence structure with adverse pressure gradient around 2D hump. In *iTi conference on turbulence*, 2014b.