二次元ハンプ剥離後流渦への周期的制御振動周波数の影響
Effect of periodic control frequency on wake vortices around 2D hump

○ 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: nonomura@flab.isas.jaxa.jp
藤井 孝藏, 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, Kanagawa, 252-5210
Soshi Kawai, ISAS/JAXA, 3-1-1 Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210
Taku Nonomura, ISAS/JAXA, 3-1-1 Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210
Kozo Fujii, ISAS/JAXA, 3-1-1 Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210

We applied the direct numerical simulation around 2D hump geometry at Re_h = 4000 to investigate the excitation frequency effect of separation control on wake vortices and reattachment in the downstream. The most effective frequencies to lead early-reattachment are close to those of references of a backward-facing step flow (Hasan, 1992 etc.). We analyze the excitation frequency effect on wake vortices in detail to obtain a general knowledge to design suitable separation controls on any fluidic devices. We identified two characteristics caused by the different frequency-bands. First is the two-dimensional wake vortices array, which excitation frequencies are corresponding to instability modes of the inviscid K-H instability. Second is a large one vortex scaled with the hump height, which is generated due to the lower frequency excitation. This large-scale vortex enhances the spanwise velocity fluctuation more than those of two-dimensional vortices array, and shortens the separation region. How the large-scale vortex increases spanwise fluctuation and cause reattachment effectively is under consideration.

1．背景

航空機や回転機器の翼や曲がり管周りなどの熱流体機器周りの剥離を抑制することで，性能を飛躍的に向上することが期待できる．従来，上流部で微小で周期的な流体振動を付与することで，剥離抑制が達成されることが知られている(1, 2 etc.)．その理由として，制御振動と，自由せん断層の不安定解としての二次元ロール渦の生成との関連が指摘されている(3 etc.)．一方，剥離を抑制する制御の為には，後流で乱流遷移を引き起こすことで運動量輸送を促進しすることが重要である．しかしながら二次元ロール渦の生成後，後流でのリブ構造の生成，三次元化を介して乱流遷移する過程（図 1），さらには後流での再付着に至る機構について未解明な点が多い．制御対象の形状，レイノルズ数，制御デバイスや流体の振動強度などによって，剥離を抑制し再付着を促す最適な振動周波数がまちまちであり，統一的な理解が得られていない現状である．

そこで，本研究では曲率のある壁面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，リブ構造による乱流構造の三次元化を介する乱流遷移過程を解析する．それにより，最終的には剥離を抑制するに最適な制御振動の周波数を決定する一般的な知見を得ることを目的とする．

2．計算手法
2−1 支配方程式

支配方程式は，式(1-3)に示す圧縮性ナビエ・ストークス方程式である．式において，u_i は i 方向の速度成分を表し，a は音速，p, e, τ はそれぞれ，単位体積あたりの圧力，内部エネルギー，応力テンソルを表しており，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．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．内部エネルギーe は理想気体を仮定し式(4)で計算される．比熱比は γ (=1.4)である．δ_{ij} はクロネッカーのデルタで，S_i はプラズマアクチュエータを想定した制御体積力である．

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k}=0 \tag{1}$$

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

$$\frac{\partial e}{\partial t}+\frac{\partial(e+p)u_k}{\partial x_k}=\frac{1}{Re}\frac{\partial(u_l\tau_{kl})}{\partial x_k}+S_k u_k +\frac{1}{(\gamma-1)PrReM^2}\frac{\partial^2 a}{\partial x_k^2} \tag{3}$$

$$e=E(\rho,u_i,p)=\frac{p}{\gamma-1}+\frac{1}{2}\rho u_i u_i \tag{4}$$

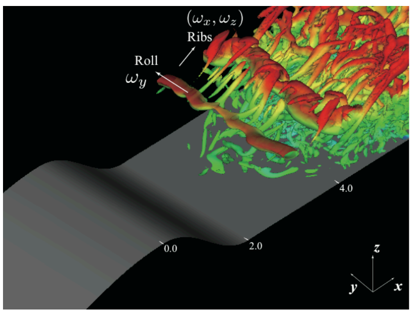

Fig.1 Instantaneous flow field around 2D hump of iso-surface Q (= $\partial u_i/\partial x_j . \partial u_j/\partial x_i$) = 0.1 with contour of u from -1.0(blue) to 1.0(red).

2−2 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る．計算領域の模式図を図 2 に示す．

$$\frac{z}{h}=-\frac{1}{6.04844}\left[J_0(A)I_0(A\frac{r}{a})-I_0(A)J_0(A\frac{r}{a})\right] \tag{5}$$

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ている．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．スパン方向は周期境界条件を課した．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る．ブラジウス境界層は 99%境界層厚さ δ_{in} をバンプ高さの 1/4 とした．壁面からの遠方境界は十分遠く z = 40 に設定し，密度，速度，圧力を一定としている．流出部は 2 次精度のフィルターをかけている．ハンプ高さと，遠方境界の流れ方向速度を基準としたレイノルズ数 $\mathrm{Re_h}$ は 4000 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 137.6 である．

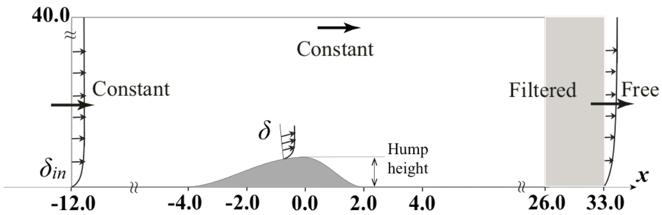

Fig.2 Schematic of the computational domain

2-3 格子解像度

計算格子は，二種類の解像度の異なる格子(格子 1，格子 2)での計算結果について乱流統計量の比較を行い，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が確認された格子 1 を用いる．表 1 に格子 1 と格子 2 の解像度をそれぞれ示す．図 3 に計算格子と瞬間の流れ方向速度分布を示す．グリッド線は 5 点おきに表示してある．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おり，壁面から遠ざかるにつれ格子を粗く配置してある．

格子 1 と格子 2 による摩擦係数 C_f，圧力係数 C_p を図 4，図 5 に示す．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．

$$C_f = \frac{\tau_w}{1/2\rho_{inf} u_{inf}^2} \tag{6}$$

$$C_p = \frac{\bar{p} - P_{inf}}{1/2\rho_{inf} u_{inf}^2} \tag{7}$$

本計算のレイノルズ数 $\mathrm{Re_h}$ = 4000 では，剥離位置は x = 0.05，変曲点が壁面にある位置は x = -0.5 となる．

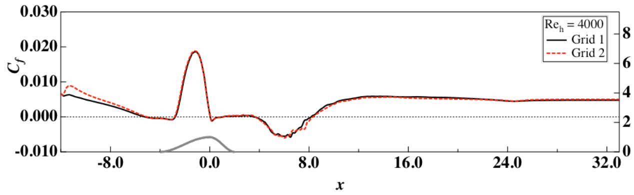

Fig. 4 Friction coefficient C_f.

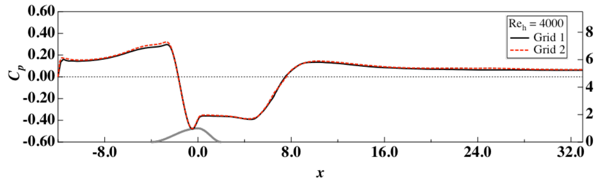

Fig. 5 Pressure coefficient C_p.

2-4 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 を用いる(5, 6)．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，ヤコビアンの空間差分に 6 次精度コンパクト差分スキーム(7, 8)を用いる．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(8)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 法を適用している．クーラン数が最大で 1.0 以下となるよう時間刻み幅は Δt = 0.001 とし，マッハ数は 0.2 とする．

2-5 制御体積力

上流部での微小で周期的な流体振動を付与するため，DBD プラズマアクチュエータを想定した制御体積力を導入する．本研究では，2 次元体積力の分布として Suzen *et al.*(2005)[(9)] のモデル S_{model} を用いる．図 6 に流れ方向の体積力分布を示す．本報告では，設置位置はハンプ頂上の剥離位置 x = 0.0 とした．制御入力は，式(8)に示す高周波数 f_{base} の基本振動を，制御駆動周波数 f_h で一定の割合の期間駆動する方法をとる．駆動周期の模式図を図 7 に示す．

$$S_i = Dc \cdot S_{model} \sin^2 (2\pi f_{base} t) \tag{8}$$

基本振動の周波数 f_{base} は外層とハンプ高さを基準に f_{base} = 240 とし，駆動期間は短く 0.01/f_h とした．この時，一定期間で比較した合計の振動波数は f_h によらず同じになる．Dc は 100 とした．

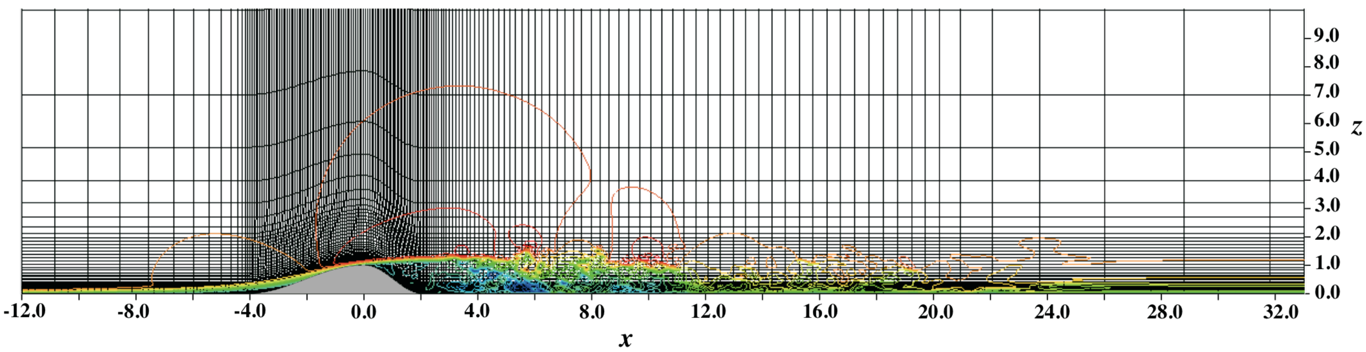

Fig. 3 Computation grid (Grid 1) and instantaneous u contour from -1.0(blue) to 1.0 (red) at $\mathrm{Re_h}$ = 4000. Every 5 meshes are plotted in each direction. Flow is coming from left to right.

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	(883, 167, 231)	11.4	3.25	0.337	0.0713	0.0749	0.0077
Grid 2	(1323, 357, 249)	7.21	1.55	0.264	0.0503	0.0369	0.0063

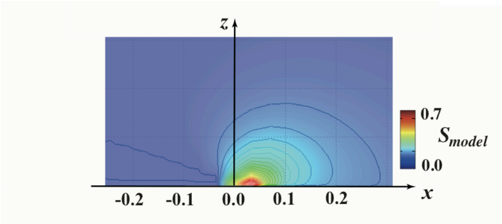

Fig. 6 Body force S_{model} based on Suzen *et al.* (2005).

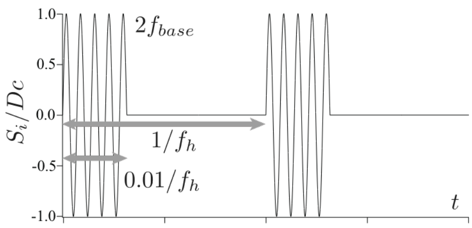

Fig. 7. Schematic of the actuation way with f_h and f_{base}.

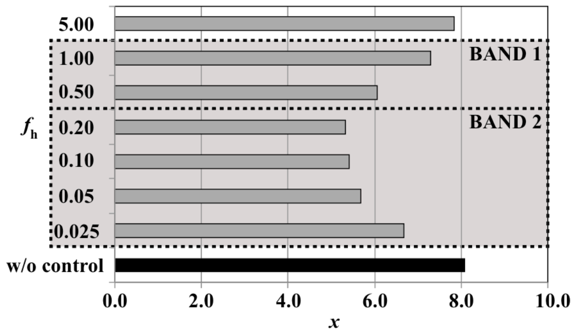

Fig. 8 Separated lengths shortened around a 2D hump due to the control of periodic excitation with different frequencies f_h.

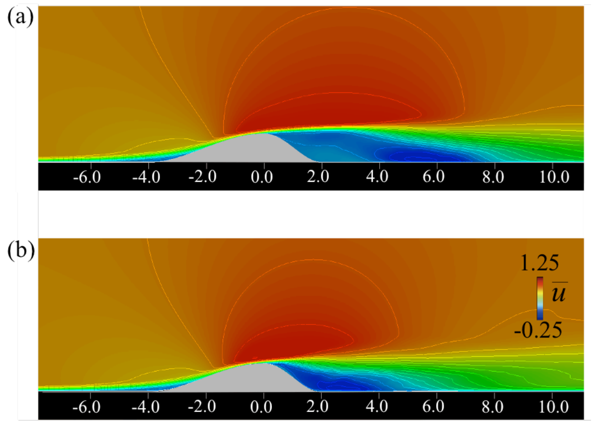

Fig. 9 Time-averaged streamwise velocity contour from -0.25 to 1.25 (a) without and (b) with the excitation of f_h = 0.2.

３．計算結果

３−１　再付着位置

二次元ハンプ頂上 (x = 0.0) に設置した微小な体積力の周期的駆動を施すと，後流で剥離領域が短縮する．制御時の剥離領域の長さの比較を図 8 に示す．制御駆動周波数を変えて比較した中では，f_h= 0.2 で駆動した場合に，最も剥離領域が低減する．このことは，他の論文でバックステップ流れにおいて言及される効果的な周波数 f_h = 0.185 と近い値となっている (10, 12 etc.).

二次元ハンプ周りの流れ方向速度の時間平均分布について，非制御時と f_h= 0.2 で駆動した場合を比較したものを図 9(a)(b)にそれぞれ示す.制御により,ハンプ後流の逆流領域が低減することが分かる.

３−２　後流渦に与える影響

制御振動により，後流では制御駆動周波数で二次元的な渦構造が生じるが，その特徴は周波数によって大きく二つに分けられることが分かった．二つの周波数帯を，図 7 にそれぞれ BAND 1 (f_h = 1.0, 0.50)，BAND 2 (f_h = 0.20, 0.10, 0.05, 0.025)として示す．瞬時流れ場の可視化を図 10 に示す．等値面は，ハンプ高さと外層速度で無次元化した変形速度テンソルの第二不変量 Q (= $\partial u_i/\partial x_j . \partial u_j/\partial x_i$)が 0.1 となる面であり，剪断より回転が卓越する領域として渦運動を示している．等値面の色は瞬時の流れ方向速度のコンターである．図 10 において，BAND 1 の高周波数の制御振動による流れ場の典型例として f_h= 1.0 の場合を(a)に，BAND 2 の低周波数として f_h= 0.1 の場合を(b)に示している．まず，BAND 1 による制御振動によっては，後流において二次元渦列が生じることが特徴的な流れ場となる．一方，BAND 2 による制御振動によって二次元渦列は生じず，ハンプ高さに相当するスケールの大きな渦構造が生じるという違いがある．二次元ハンプ周りでは，図 7 に示すように，後流において剥離領域が最も低減するのは，BAND 2 である f_h= 0.2 の場合となっている．

４．二次元的な渦構造の生成と三次元化

４−１　位相分解

制御振動の影響のある流れ場を議論するため，Reynolds and Hussain (1972)(11)と同様，変数に以下の位相分解を施す．

$$f = \bar{f} + \tilde{f} + f" \tag{8}$$

式のうち，$\bar{f}$ は時間平均成分，$\tilde{f}$ は位相変動成分，$f"$ は位相変動を差し引いた乱れ成分である．この時，位相変動成分は，位相平均から時間平均成分を差し引いた値となっている．位相平均はスパン方向 y に空間平均をとり，以下の式で表される．

$$< f >_{\phi} = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\frac{1}{Ly}\int_{Ly} f(x, z, \phi + 2\pi n)dy \tag{9}$$

これにより，周期的な制御振動による位相変動を差し引いた乱れ成分について議論することとする．

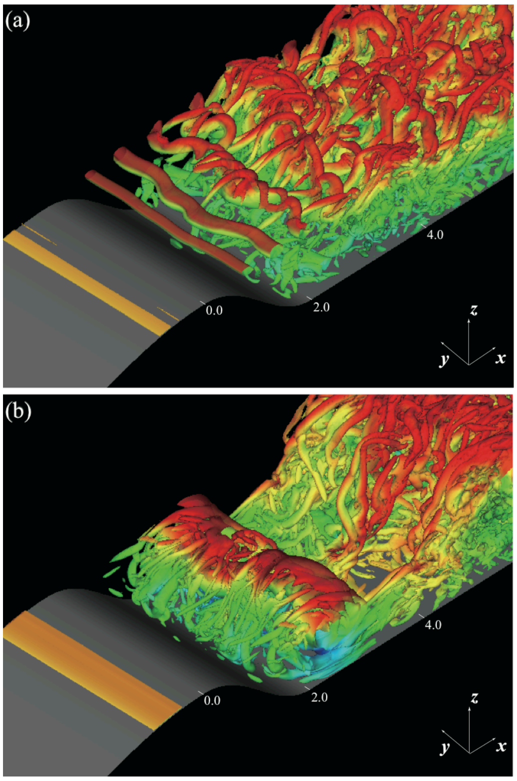

Fig. 10 Instantaneous flow field of iso-surface $Q\ (=\partial u_i/\partial x_j\,.\partial u_j/\partial x_i\,)$ = 0.1 with contour of u from -1.0(blue) to 1.0(red). (a) Case with the excitation of f_h = 1.0 and (b) f_h = 0.1 at x_{act} = -0.5.

4−2　高周波数の制御振動による影響

高周波数の制御振動 f_h = 1.0 での時間平均と位相平均の圧力分布を図 10(a)(b)にそれぞれ示す．時間平均分布に対し，位相平均では制御振動により生じた渦構造が観察される．この場合の放出される渦スケールが，後流 x = 0.0 ~ 2.0 の範囲でおよそ λ_x = 0.5 であることは，式(10)に基づき，移流速度が $U_{conv.}$ (= (1.0 + 0.0) / 2) = 0.5 であることと対応している．

$$\lambda_x = U_{conv.}\frac{1}{f_h} \tag{10}$$

次に，運動量厚さを基にした周波数 f_θ は式(11)で定義されるとすると，非粘性変曲点型ケルビン・ヘルムホルツ不安定の最も空間増幅率の高い不安定周波数は，ハイパボリックタンジェントの基本流を仮定した場合，f_θ = 0.032 である[4]．

$$f_\theta = \frac{f\theta}{U_{conv.}} = \frac{f\theta}{0.5} \tag{11}$$

本計算においてこのような流れ方向速度の剪断層付近に二次元渦列が生じる場合では，x = 0.0 ~ 2.0 の範囲で運動量厚さは θ = 0.018~0.025 でほぼかわらない．このとき，f_h = 0.5, 1.0 は運動量厚さを基準にそれぞれおよそ f_θ = 0.02, 0.04 となり，参考値（f_θ = 0.032）と近い値となっていることから，高周波数の制御振動で放出される後流渦は，ケルビン・ヘルムホルツ不安定で維持されると考えられる．このとき，さらに後流での渦運動の三次元化によるスパン方向の乱れ強度も増加する．

しかしながら二次元ハンプ周りでは，このような流れの特徴を与える高周波数よりもさらに低い周波数による制御振動によって，後流での再付着がより促進される．

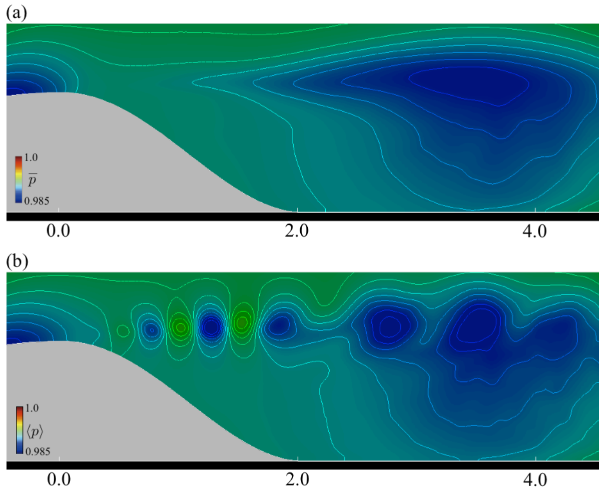

Fig. 11 (a) Time-averaged and (b) phase-averaged pressure contour with the excitation of f_h = 1.0 from 0.985 to 1.0.

4−3　低周波数の制御振動による影響

低周波数の制御振動 f_h = 0.1 での瞬時速度を位相ごとに可視化したものを図 12 に示す．このとき，1 振動につき 1 つの大きな渦構造が残り，その後三次元化し細かな渦の塊となり，移流していくことが分かる．

後流での三次元化に与える振動周波数の影響を比較するため，低周波数 f_h = 0.025, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5 の場合のスパン方向速度乱れ強度の最大値を導出し，図 11 に示す．この時，スパン方向速度の位相変動成分はほぼゼロとし，ここでは乱れ成分として v'を考えている．

$$v'' = v' - \tilde{v} \sim v' \tag{11}$$

比較した中で，後流で最も再付着が促進される周波数 f_h = 0.2 では，乱れ強度のピーク値が最大となり，このように乱れ強度と剥離領域の低減には相関がある．また，図 13 に，非制御時と周波数 f_h = 0.2 で駆動した場合の時間平均を施したスパン方向乱れ成分の分布を示す．非制御時に比較して，ピークとなる位置が x = 3.0 付近の上流側に移動することが分かる．

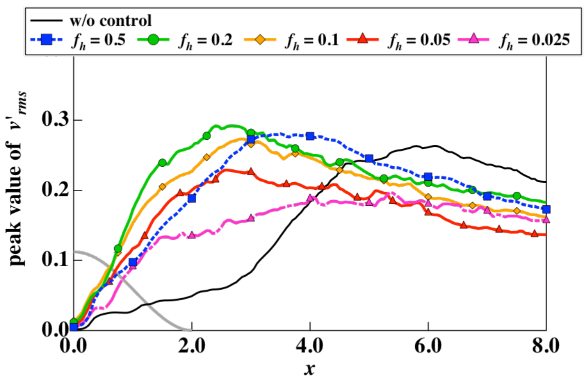

Fig. 13 Peak value of spanwise velocity rms of controlled cases with the excitation of f_h = 0.025, 0.05, 0.1, 0.2 and 0.5.

4−4　効果的な制御振動周波数の意味

後流において剥離領域が最も低減するのは図 7 に示すように f_h = 0.2 の場合となっている．比較した周波数のうち f_h = 0.5 ではハンプ高さに相当するスケールの大きな渦構造は生成されない．この意味

で，これらの低周波数振動による特徴を与える周波数帯 (BAND2) のうちf_h= 0.2 は最も高い周波数である．

ハンプ後流で一つの大きな渦構造が生成する時間間隔は，ハンプ高さと外層の速度スケールで定まると考えられることから，振動周波数によらないと仮定する．この場合，一定時間で比較したときに一つの渦が生成し崩壊するイベントを頻発するより高い周波数振動によって，時間平均でみた運動量輸送は増加すると考えられる．仮にハンプ高さを直径に持つ大きな渦構造のターンオーバーに要する時間を見積もると，渦の回転速度を0.5 として$1/T\,(= U/(\pi h))\sim 0.16$，渦の回転速度を 1.0 として $1/T\sim 0.32$ となり，f_h= 0.2 とおよそ近い値となる．このことから，ハンプ高さを直径に持つ渦構造を生成するに充分な時間間隔を与える，最も高い周波数としてf_h= 0.2 が効果的になると考えられる．

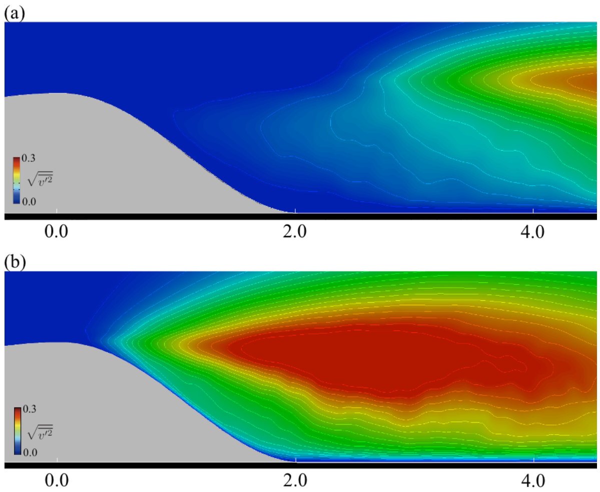

Fig. 14 Spanwise velocity fluctuation, (a) without and (b) with the excitation of f_h = 0.2.

5　結論

本研究では曲率のある壁面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，剥離を抑制し再付着を促進する制御則の構築のため，制御振動周波数の，後流の乱流運動の三次元化に与える影響ついての解析を行った．それにより，以下の知見を得た．

(1) 制御振動により，ハンプ後流渦は周波数によって大きく分けて二つの特徴的な流れになる．一つ目は，高周波数帯(BAND1)による二次元渦列で，二つ目は低周波数帯(BAND2)によるハンプ高さスケールの大きな渦構造である．

(2) 上述の比較した低周波数のうち，f_h= 0.2 によって後流のスパン方向乱れ強度は最も増加し剥離領域が低減する．また，このように後流での乱れ強度と剥離領域の低減には相関がある．

(3) 二次元ハンプ周りでは，高周波数帯(BAND1)による二次元渦列よりも，低周波数帯(BAND2)によるハンプ高さスケールの大きな渦構造を生成するときに，後流での乱れ強度は大きい．

(4) 高周波数(BAND1)により二次元渦列が生成するときは，非粘性型変曲点不安定のケルビン・ヘルムホルツ不安定周波数と同等の周波数となっていることから，渦列はケルビン・ヘルムホルツ不安定で維持されると考えられる．

(5) 一方，低周波数(BAND2)により大きな渦構造を生成するときは，特に乱れ強度を最も増加する振動周波数f_h= 0.2 は，渦構造の生成に充分な時間間隔を与える，最も高い周波数となっている．

今後は，大きな渦構造の生成と乱れ強度の増加の関係を明らかにするとともに，乱れ強度と剥離領域の低減に関する一般的知見を得る予定である．

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る．

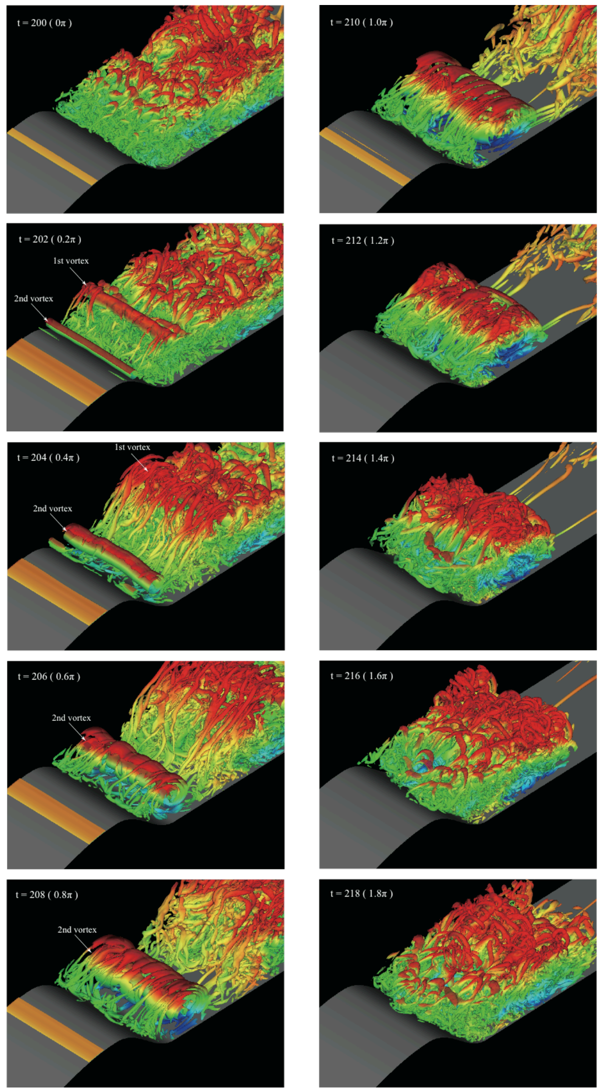

Fig. 12 Instantaneous flow fields of entire phases of iso-surface Q = 0.1 with contour of u from -1.0(blue) to 1.0(red) with f_h = 0.1.

参考文献

(1) M. Gad-el-Hak and D. M. Bushnell, “Separation Control: Review”, Journal of Fluid Engineering, Vol. 113 (1991), pp. 5-30.

(2) D. Greenblatt and I. J. Wygnanski, “The control of flow separation by periodic excitation”, Progress in Aerospace Sciences, Vol. 36 (2000), pp. 487-545.

(3) M. Kiya, M. Shimizu and O. Mochizuki, “Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble”, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 342 (1997), pp. 119-139.

(4) C.-M. Ho and P. Huerre, “Perturbed free shear layers”, Ann. Rev. Fluid Mech, Vol. 16 (1984), pp. 365-424.

(5) K. Fujii and S. Obayashi, “High-resolution Upwind Scheme for Vortical-flow Simulations”, Journal of Aircraft, Vol. 26 (1989), pp.

1123-1129.

(6) H. Aono, T. Nonomura, N. Iizuka, T. Ohsako, T. Inari, 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, Vol. 5, No. 4 (2013), pp. 143-152

(7) R. M. Visbal and D. V. Gaitonde, “High-order-accurate methods for complex unsteady subsonic flows”, AIAA journal, Vol. 37, No. 10 (1999), pp. 1231-1239.

(8) S. K. Lele, “Compact Finite Difference Scheme with Spectral-like Resolution”, Journal of Computational Physics, Vol. 103, pp. 16-22.

(9) Y. B. Suzen, P. G. Huang, J. D. Jacob and D. E. Ashpis, “Numerical simulations of plasma based flow control applications”, AIAA paper, Vol. 4633 (2005)

(10) M. Leschziner and S. Lardeau, “Simulation of slot and round synthetic jets in the context of boundary-layer separation control”, Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Vol. 369, No. 1940 (2011), pp. 1495-1512.

(11) W. C. Reynolds and A. K. M. F. Hussain, “The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments” , Journal of Fluid Mechanics, Vol. 54, No. 2 (1972), pp. 263-288.

(12) M. A. Hasan, “The flow over a backward-facing step under controlled perturbation : laminar separation”, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 54, No. 2 (1992), pp. 73-96.