

# 乱流境界層に埋没した急峻な孤立峰まわりの風況シミュレーション —大きな乱れ強さを伴う流入風の場合—

## Numerical simulation of airflow over a steep isolated-hill immersed in a turbulent boundary layer -Case of inflow with large turbulence intensities-

内田孝紀\*・大屋裕二\*\*  
Takanori UCHIDA and Yuji OHYA

\*工博 九州大学助手 応用力学研究所 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6の1)

\*\*正会員 工博 九州大学教授 応用力学研究所 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6の1)

We have already investigated the effects of inflow turbulence on the flow around a three-dimensional steep isolated-hill. For this purpose, two cases of large-eddy simulation (LES) are carried out: one is a numerical condition in which the hill is immersed in a fully-developed turbulent boundary layer; the other is a numerical condition in which a same mean velocity profile with no turbulence is imposed (i.e., non-turbulent inflow). For the former case, in order to generate instantaneous velocity fluctuations in an approaching flow, a turbulent flow field in a driver unit placed upstream of the hill is calculated directly. The obtained turbulence intensities of the streamwise (x), spanwise (y) and vertical (z) directions at the height of the hill are  $\sigma_u/U_h=6.1\%$ ,  $\sigma_v/U_h=4.7\%$  and  $\sigma_w/U_h=4.5\%$ , respectively. In the present study, the case of inflow with large turbulence intensities ( $\sigma_u/U_h=8.6\%$ ,  $\sigma_v/U_h=7.0\%$ ,  $\sigma_w/U_h=6.5\%$ ) is made by using the above mentioned method. Through comparisons between two cases with and without inflow turbulence, no significant change is confirmed in the flow characteristics, similar to the previous numerical study.

**Keywords** : LES, inflow turbulence, steep isolated-hill

### 1. はじめに

日本国内の地勢を概観すると、平坦な地形は少なく、急峻な傾斜角度を有する地形がほとんどである。このため、流れの剥離や逆流が生じ、周辺風況場は複雑乱流場を形成する。こうした状況を風洞実験あるいは数値シミュレーションで模擬する場合には、一般に地形が乱流境界層に完全に埋没した状況、すなわち、乱れを伴う流入気流が再現される<sup>1)</sup>。

我々は流入気流の乱れそのものが地形周辺の流れ場にどのような影響を与えるかを調べるため、急峻な孤立峰を対象に数値シミュレーションを行った<sup>2)</sup>。この目的に対し、流入条件の異なる二種類のラージ・エディ・シミュレーション(LES)を行った。一つは、流入気流に乱れを伴う場合であり、孤立峰の上流側に設定したドライバ部で乱流境界層を直接生成し、これを流入条件として与えた。孤立峰の高さにおける主流方向、スパン方向、鉛直方向の乱れ強さは6.1%、4.7%、4.5%であった。もう一つは、流入気流に乱れを伴わない場合であり、ドライバ部で得られた平均速度プロファイルのみを与えた。両者の比較を通して、孤立峰の背後に形成される後流域においては、流入気流の有する乱れの影響は顕著に現れず、地形からの剥離流に起因

した乱れの影響が支配的であるという知見を得た。本研究では、さらに大きな乱れ強さを有する場合について検討を行い、その結果について報告する。

### 2. 数値計算手法

計算領域と座標系を図-1に示す。これは前回の研究<sup>2)</sup>と同じ条件である。孤立峰の形状は余弦の二乗で定義し、 $z(r)=h \times \cos^2(\pi r/2L)$ で記述される。ここで、 $h$ は孤立峰の高さ、 $r$ は地形中心からの距離、 $L(=2.5h)$ は底面半径である。流入変動風作成に関する最近の研究によると、流入境界面において確率統計量に基づき風速変動波形を人工的に生成する方法(例えば文献<sup>3)</sup>)と、ドライバ部の非定常流体計算により乱流境界層を直接生成する方法(例えば文献<sup>4)</sup>)とがある。本研究では、後者の方法と同様<sup>4)</sup>、孤立峰の上流側に設定したドライバ部で乱流境界層を直接生成し、これを流入条件として与える。但し、流れを駆動するための主流方向(x)の一定圧力勾配とそれに伴う周期境界条件は用いず<sup>4)</sup>、風洞実験で乱流境界層を形成する方法を模擬する。すなわち、ドライバ部では一様流入条件を課し、また同時に上流側地面上にラフネスブロックを設置する。その下流に十分な助走距離(ラフネス中心から74.6h)を

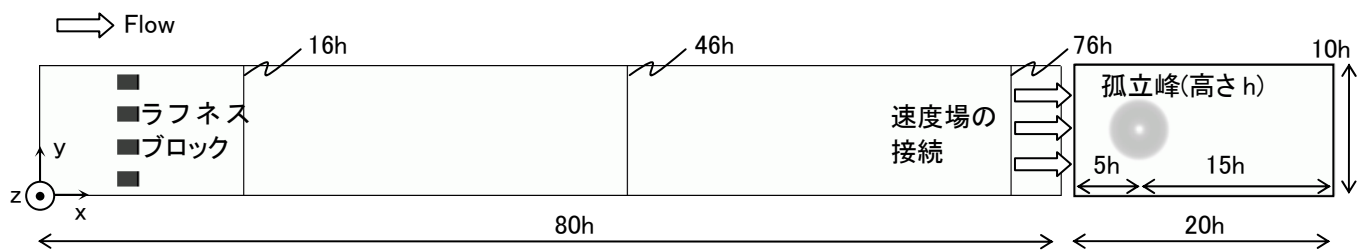


図-1 計算領域と座標系, 孤立峰が乱流境界層に埋没した場合, x-y断面, 鉛直方向(z)の領域高さは5h

設けて乱流境界層を発達させる。本研究では、ラフネスブロックの高さを前回の研究<sup>2)</sup>で設定したhから2hに変更した。その他の条件は前回の研究<sup>2)</sup>と同様である。

本研究では、数百m～数(十)km程度の局所域的絞った局地的風況予測モデルRIAM-COMPACT(Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Computational Prediction of Airflow over Complex Terrain)<sup>2)</sup>を用いた。RIAM-COMPACT<sup>2)</sup>は(有限)差分法に基づいたLESコードである。数値計算手法は以下の通りである。流れの支配方程式は非圧縮流体の連続の式とナビエ・ストークス方程式である。ドライバ部は直交座標系の不等間隔スタガード格子で、孤立峰まわりは一般曲線座標系のコロケート格子で計算を行う。両者ともに計算アルゴリズムは部分段階法(F-S法)に準じ、時間進行法はオイラー陽解法に基づく。圧力に関するポアソン方程式はSOR法により解く。空間項の離散化はfilteredナビエ・ストークス方程式の対流項を除いてすべて2次精度中心差分とし、対流項については3次精度風上差分とする。ここで、対流項を構成する4次精度中心差分は梶島による補間法<sup>5)</sup>(4点差分+4点補間)を用いる。また、数値拡散項の重みは通常使用されるK-Kスキーム<sup>6)</sup>タイプの $\alpha=3$ に対して、 $\alpha=0.5$ としその影響は十分に小さくする。SGSモデルには標準的なスマゴリンスキーモデル<sup>7)</sup>を用いる。計算メッシュはドライバ部および孤立峰周辺ともに主流方向(x)、スパン方向(y)、鉛直方向(z)に $201 \times 101 \times 61$ 点の解像度を有する。両者ともにx, y方向の格子分割は等間隔(ドライバ部のx方向は $\Delta x=0.4h$ , 孤立峰周辺は $\Delta x=0.1h$ , y方向は両者ともに $\Delta y=0.1h$ )とし、z方向は地面近くで密になるように不等間隔( $\Delta z=0.0035h \sim 0.25h$ )とする。ここで、ドライバ部から孤立峰を含む計算領域へのデータ接続(速度場)を考慮して、y, z方向の格子分割は両者で同じとした。z方向の領域の高さは両者ともに同じで5hとした。速度の境界条件は以下に示す通りである。ドライバ部に関しては、流入境界面は一様流入条件、側方

境界面は周期境界条件、上部境界面は滑り条件、地面は粘着条件、流出境界面は対流型流出条件とした。孤立峰周辺に関しては、同時並行計算を行うドライバ部の $x=76h$ における断面の風速分布を流入境界面に1ステップ毎に与えた。側方境界面は滑り条件とした。その他の境界条件はドライバ部の計算と同じである。両者ともに無次元時間刻みは0.002である。孤立峰の高さhと流入境界面における高度hの風速 $U_h$ で定義されるレイノルズ数( $=U_h h / \nu$ )は約12,500である。

### 3. 計算結果と考察

#### 3.1 ドライバ部の気流性状

図-1に示す $x=16h, 46h, 76h$ で乱流諸量を評価し、その鉛直プロファイルの比較を図-2に示す。これらの図から、ドライバ部に設置されたラフネスブロック下流で形成される乱流境界層に関して、その空間発達の様子が分かる。図-2(a)の平均速度は $U(=\langle \bar{u} \rangle)$ で、図-2(b), (c), (d)の各方向の乱れ強さは $\sigma_u(=\langle \bar{u}'^2 \rangle^{1/2})$ ,  $\sigma_v(=\langle \bar{v}'^2 \rangle^{1/2})$ ,  $\sigma_w(=\langle \bar{w}'^2 \rangle^{1/2})$ で定義される。ここで、各速度の変動成分は $\bar{u}'_i = \bar{u}_i - \langle \bar{u}_i \rangle$ で定義され、 $\langle \cdot \rangle$ はy方向の空間平均および時間平均を示す。また、縦軸は孤立峰の高さhで正規化している。 $x=16h$ では、ラフネスブロックからの剥離流の影響が顕著に見られるものの、 $x=46h, 76h$ では十分に空間発達した乱流境界層が形成されているのが分かる。

$x=60h \sim 80h$ における領域の流れ場を可視化した結果を図-3および図-4に示す。図-3(a)では厚い乱流境界層が形成されている様子が明確に観察される。図-3(b)では地面近傍に縞状のストリーク構造が出現しているのが分かる。これは図-4からより明確に分かる。

$x=76h$ で評価した平均速度( $U/U_h$ )と各方向の乱れ強さ( $\sigma_u/U_h, \sigma_v/U_h, \sigma_w/U_h$ )の鉛直プロファイルに関して、本研究で得られた結果と前回の計算結果<sup>2)</sup>との比較を図-5に示す。縦軸は孤立峰の高さhで、横軸は高度hにおける風

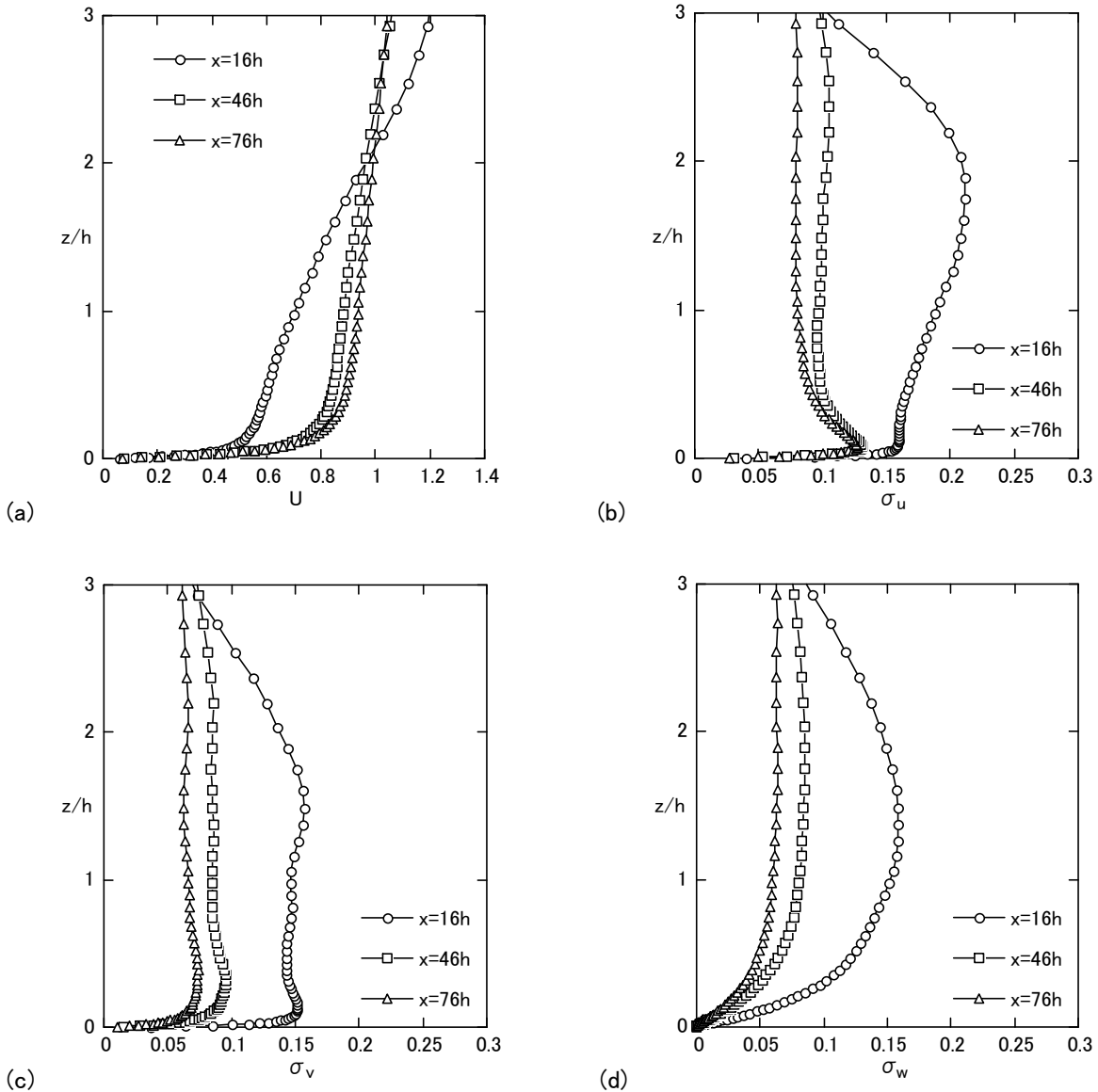


図-2 乱流境界層の空間発達の様子，乱流諸量の鉛直プロファイルの比較，それぞれの位置は図-1に示す

速 $U_h$ で正規化している。これらの図から，平均速度プロファイルはほぼ同じで比較的大きな乱れ強さを有する乱流境界層が得られたことが分かる。高度 $h$ での乱れ強さの値に注目すると，前回の結果<sup>2)</sup>では $\sigma_u/U_h=6.1\%$ ， $\sigma_v/U_h=4.7\%$ ， $\sigma_w/U_h=4.5\%$ であったのに対し，本研究では $\sigma_u/U_h=8.6\%$ ， $\sigma_v/U_h=7.0\%$ ， $\sigma_w/U_h=6.5\%$ と比較的大きな値を得た。

以上述べてきたように，ドライバ部の上流床面にラフネスブロックを置き，その下流に十分長い助走距離を設けた本研究の方法で，厚い乱流境界層を生成することができた。また同時に，ラフネスブロックの高さを変更するのみで前回の研究<sup>2)</sup>とほぼ同じ平均速度プロファイルを有し，かつ比較的大きな乱れ強さを伴う乱流境界層を生成することができた。

### 3.2 孤立峰周辺の気流性状

ここでは，前節で述べた乱れを伴う乱流境界層を流入条件として用いた場合と，平均速度プロファイルのみ(乱れ無し)を流入条件として課した場合の計算結果の比較を示す。

主流方向( $x$ )の速度成分( $\bar{u}$ )の分布に関して，両者の比較を図-6および図-7に示す。図-6および図-7ともに流入気流の乱れが無い場合が(a)，それが有る場合が(b)である。(b)では孤立峰への流入気流が変動しているのが分かる。特に図-7(b)では，上流側のドライバ部で生成された乱れが流入境界面付近で非物理的な挙動を示すことなく，スムーズに接続されて流下している。その結果として， $x$ - $y$ 平面全体において気流変動が明確に観察される。ここで特筆すべきは以下の点である。すなわち，流入気流の乱れの有無に違いはあるものの，孤立峰の背後に形成されている後流域

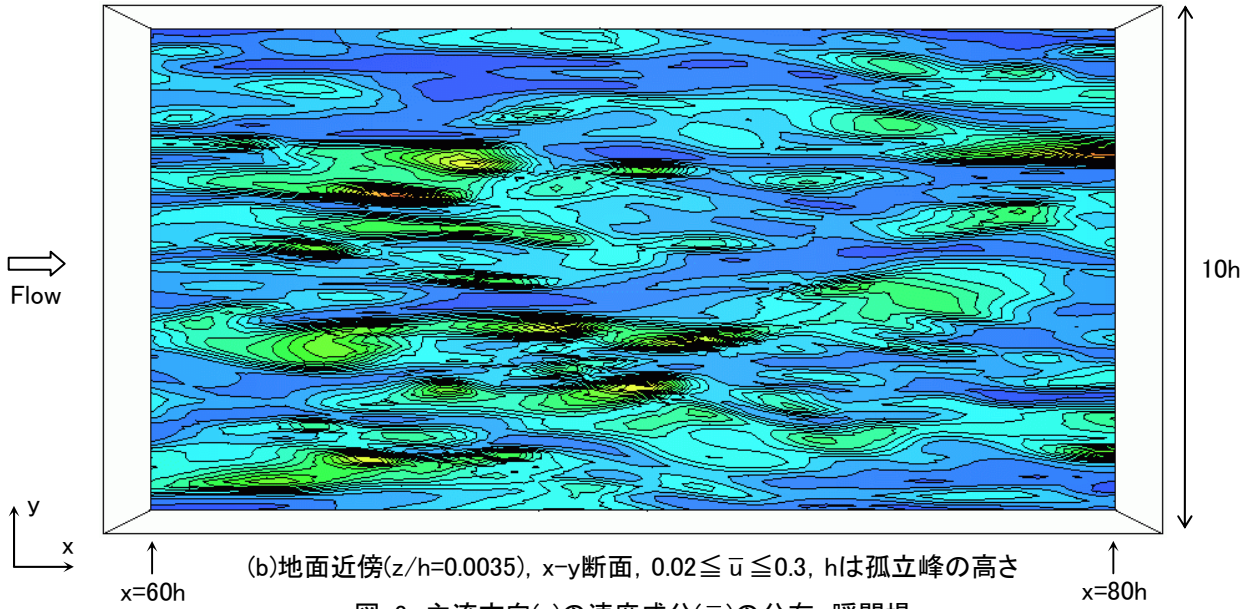
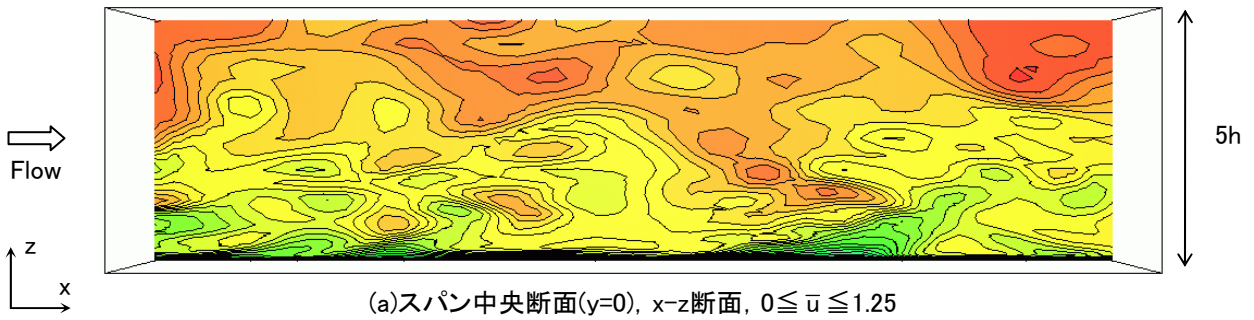


図-3 主流方向( $x$ )の速度成分( $\bar{u}$ )の分布, 瞬間場



の流れパターンは定性的にはほぼ同じ傾向を示している(図中に点線で表示した部分を参照). これは前回の研究<sup>2)</sup>と同様, 後流域では孤立峰の剥離流に起因した乱れの生成が支配的であるということを示唆するものである. 定量的な考察については図-8で行う.

スパン中央( $y=0$ )における乱流諸量の鉛直プロファイルに関して, その比較を図-8に示す. ここで, 流入気流の乱れが無い場合をシンボルで, それが有る場合を実線で示す. 乱流諸量は $x/h=-5, -2.5, -1, 0, 1.5, 3, 4.5, 6$ の計8点において無次元時間100の時間平均を行い算出した. 図

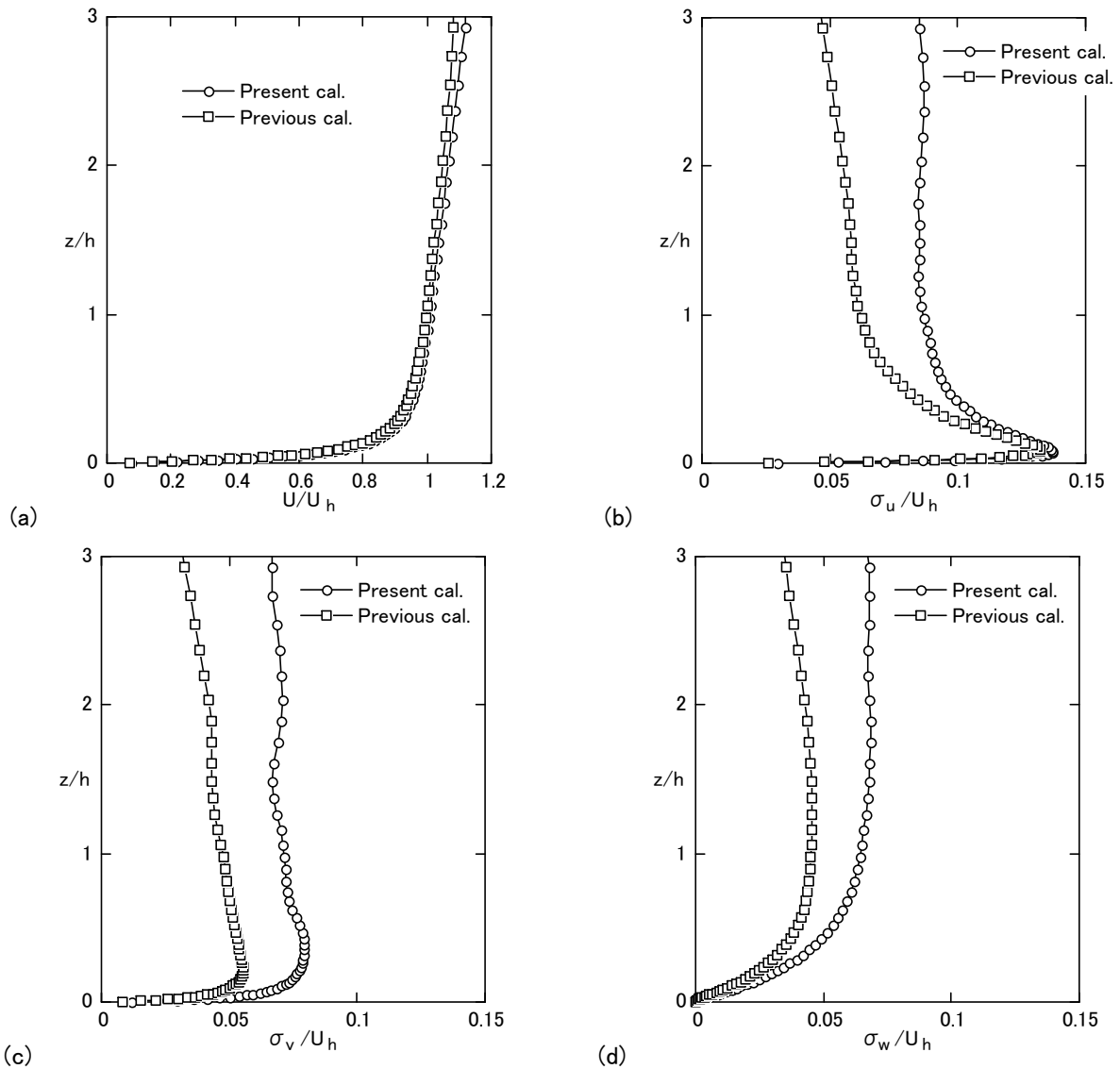


図-5  $x=76h$ で評価した乱流諸量の鉛直プロファイルの比較、○は本研究の計算結果(ラフネスブロックの高さ $2h$ )、□は前回の計算結果<sup>2)</sup>(ラフネスブロックの高さ $h$ )、 $h$ は孤立峰の高さ、 $U_h$ は流入境界面における高度 $h$ での風速

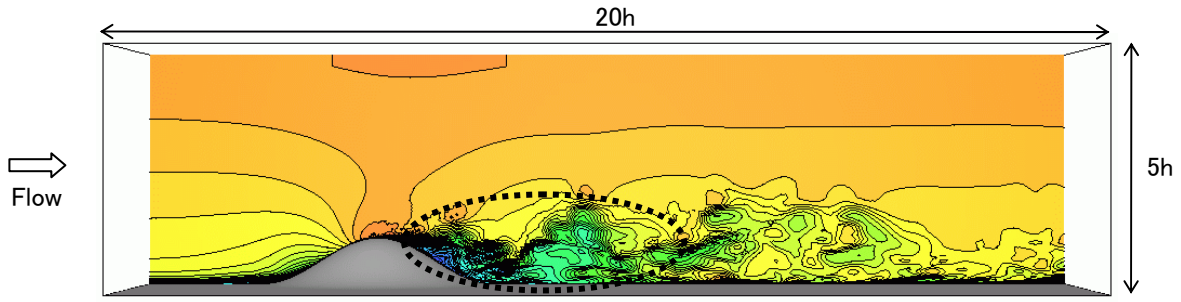
-8(a), (b)の平均速度は $U(=\langle \bar{u} \rangle)$ ,  $W(=\langle \bar{w} \rangle)$ で、図-8(c), (d)の各方向の乱れ強さは $\sigma_u(=\langle \bar{u}'^2 \rangle^{1/2})$ ,  $\sigma_w(=\langle \bar{w}'^2 \rangle^{1/2})$ で定義される。ここで、各速度の変動成分は $\bar{u}' = \bar{u} - \langle \bar{u} \rangle$ で定義され、 $\langle \cdot \rangle$ は時間平均を示す。図中の座標軸と乱流諸量は孤立峰の高さ $h$ と、流入境界面における高度 $h$ での風速 $U_h$ でそれぞれ正規化している。図-8(a), (b)に示す平均速度プロファイル( $U/U_h$ ,  $W/U_h$ )に注目すると、すべての $x/h$ において両者の差異はほとんど見られない。一方、図-8(c), (d)に示す各方向の乱れ強さ( $\sigma_u/U_h$ ,  $\sigma_w/U_h$ )の鉛直プロファイルでは、孤立峰の上流側( $x/h=-5, -2.5, -1$ )と頂上( $x/h=0$ )で乱れ無し(シンボル)と乱れ有り(実線)の違いが顕著に確認される。しかしながら、後流域( $x/h=1.5, 3, 4.5, 6$ )の $z/h \leq 1.5$ では両者の有意な違いはほとんど確認できない。これらの結果から、比較的大きな乱れ強さを有する場合に

においても孤立峰の下流に形成される後流域では、その影響は気流性状に顕著には現れないことが示された。

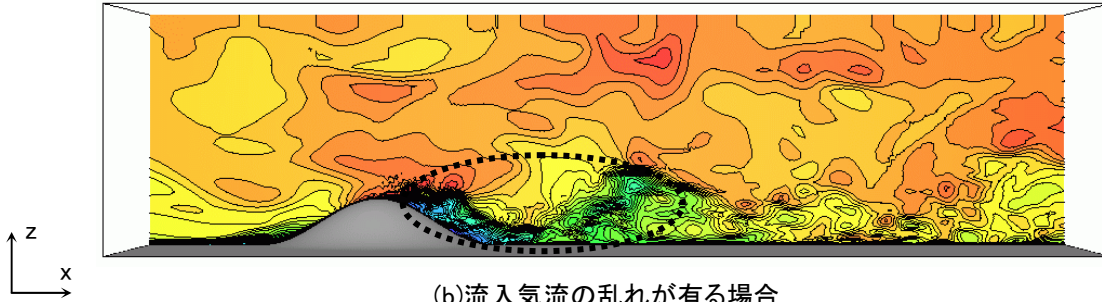
時間平均場におけるスパン中央断面( $y=0$ )の速度ベクトル図に関して、前回の計算結果<sup>2)</sup>と本研究における計算結果との比較を図-9に示す。すべてのケースにおいて速度ベクトルの基準スケールは同じとし、ベクトル長は誇張した表示している。また、速度ベクトルは $x, z$ 方向に数点間引いて表示している。孤立峰の背後に形成されている循環領域の中心などに若干の差異が見られるものの、すべてのケースにおいてほぼ同程度の循環領域の大きさを示している。

#### 4. おわりに

流入気流の乱れ強さが比較的大きな場合において、その有無が急峻な斜面を有する孤立峰下流の気流性状に与

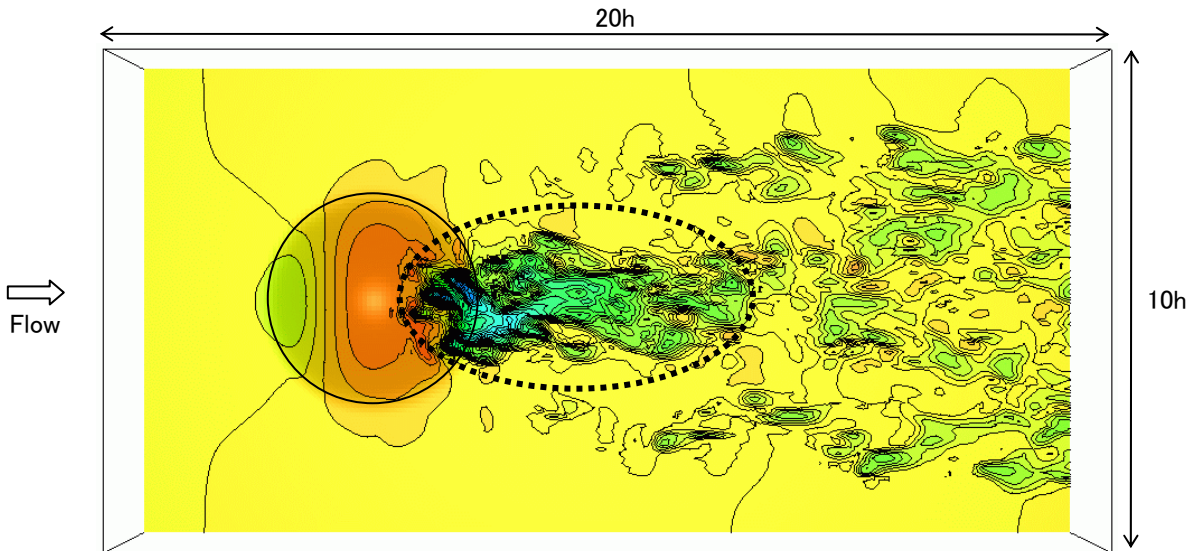


(a) 流入気流の乱れが無い場合

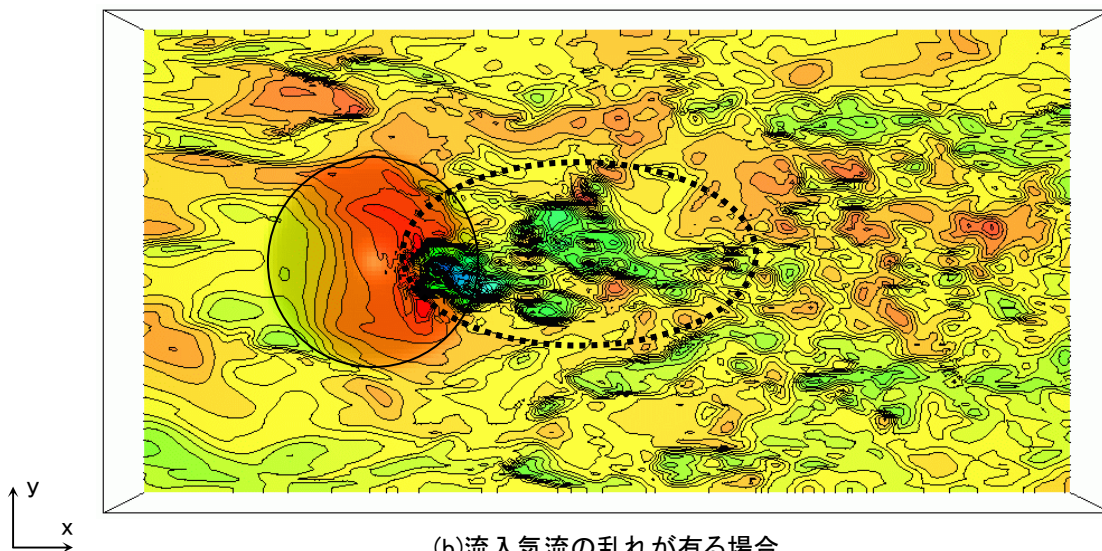


(b) 流入気流の乱れが有る場合

図-6 主流方向(x)の速度成分( $\bar{u}$ )の分布, 瞬間場, スパン中央断面( $y=0$ ),  $x-z$ 断面,  $-0.4 \leq \bar{u} \leq 1.3$ ,  $h$ は孤立峰の高さ

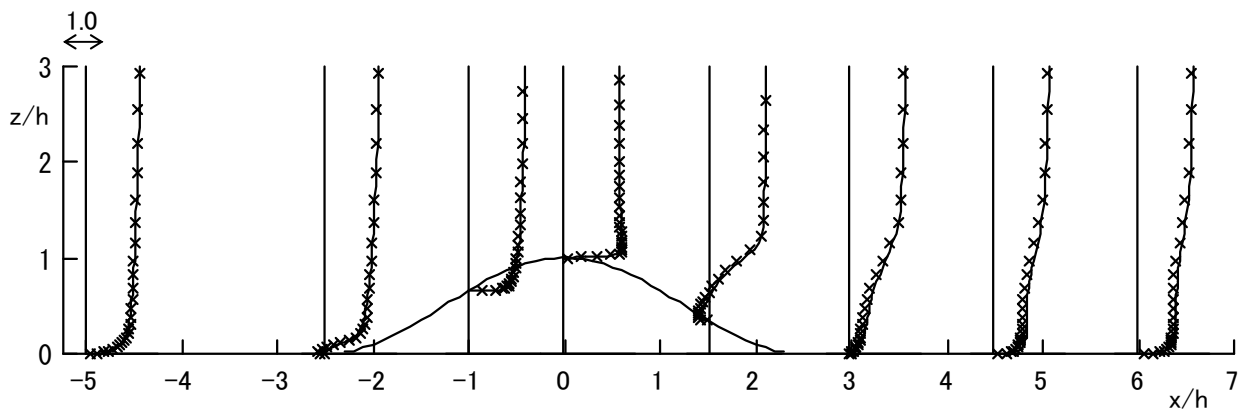


(a) 流入気流の乱れが無い場合

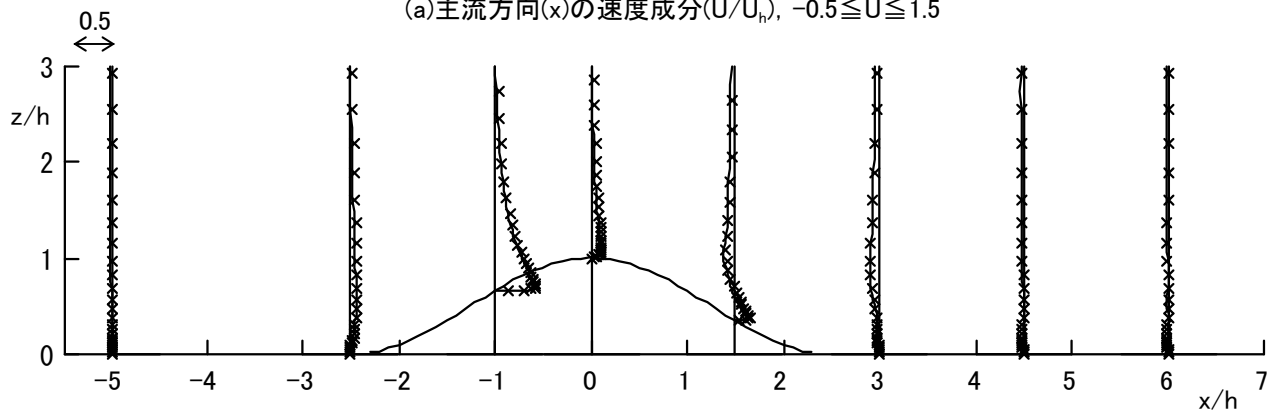


(b) 流入気流の乱れが有る場合

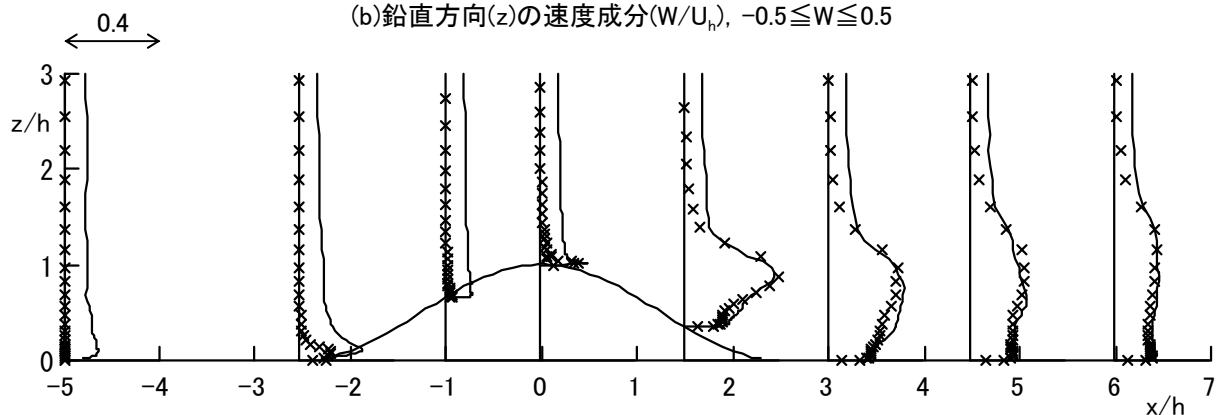
図-7 主流方向(x)の速度成分( $\bar{u}$ )の分布, 瞬間場,  $z^*/h=0.5$ ,  $x-y$ 断面,  $-0.4 \leq \bar{u} \leq 1.3$ ,  $h$ は孤立峰の高さ  
 図中の実線は孤立峰の底面半径を示す



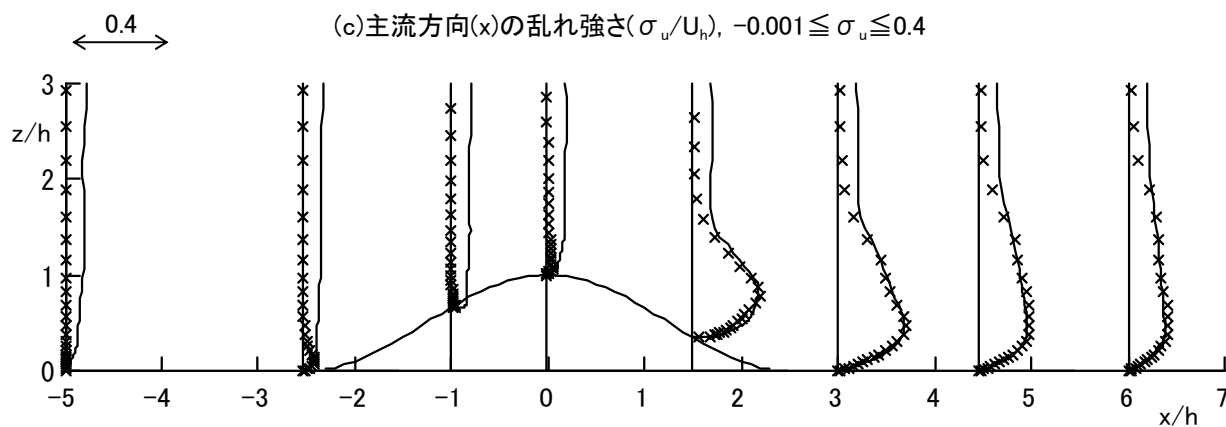
(a)主流方向(x)の速度成分( $U/U_h$ ),  $-0.5 \leq U \leq 1.5$



(b)鉛直方向(z)の速度成分( $W/U_h$ ),  $-0.5 \leq W \leq 0.5$

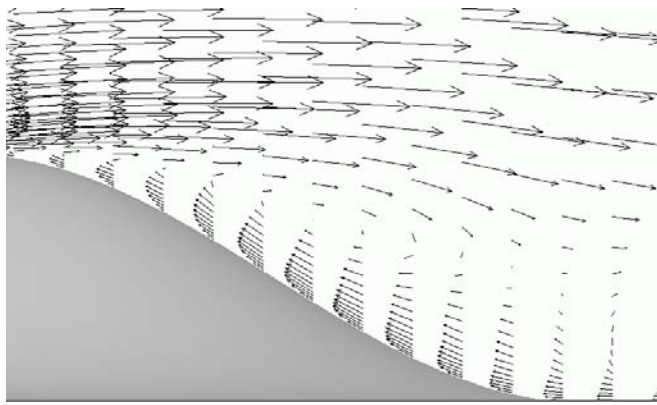


(c)主流方向(x)の乱れ強さ( $\sigma_u/U_h$ ),  $-0.001 \leq \sigma_u \leq 0.4$

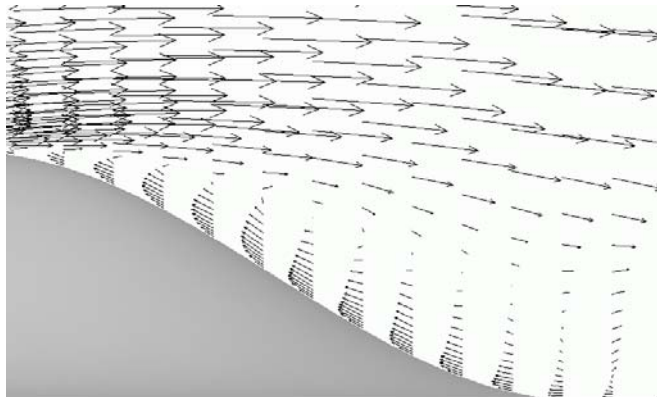


(d)鉛直方向(z)の乱れ強さ( $\sigma_w/U_h$ ),  $-0.001 \leq \sigma_w \leq 0.4$

図-8 乱流諸量の鉛直プロファイルの比較, スパン中央断面( $y=0$ ), シンボルは流入気流の乱れが無い場合, 実線は流入気流の乱れが有る場合,  $h$ は孤立峰の高さ,  $U_h$ は流入境界面における高度 $h$ での風速



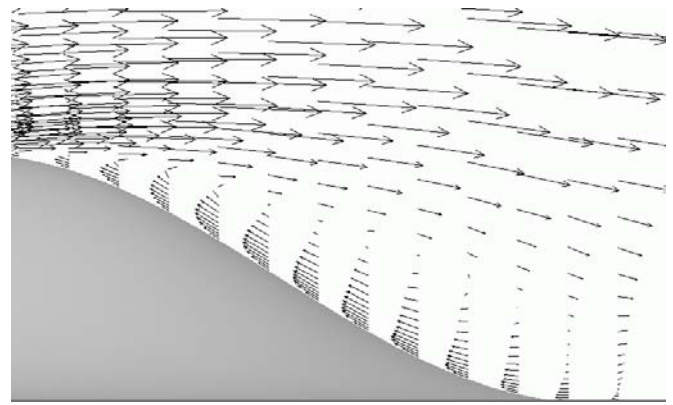
(a)流入気流の乱れが無い場合



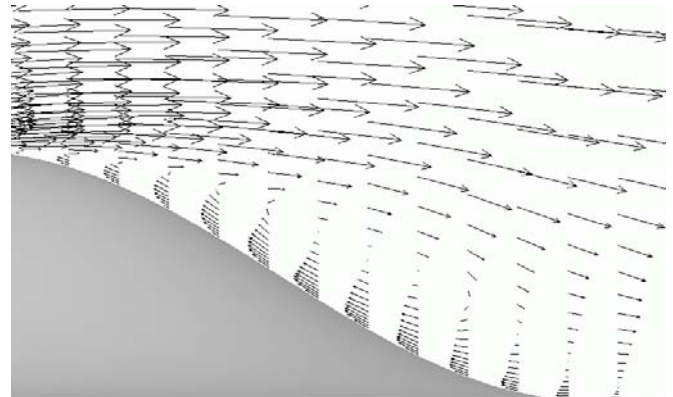
(b)流入気流の乱れが有る場合



前回の計算結果<sup>2)</sup>



(c)流入気流の乱れが無い場合



(d)流入気流の乱れが有る場合

本研究の計算結果

図-9 時間平均場の比較, 速度ベクトル図, スパン中央断面(y=0), x-z 断面

える影響を調べた。この目的に対し、流入条件の異なる二種類のLESを行った。一つは、流入気流に乱れを伴う場合であり、孤立峰の上流側に設定したドライバ部で乱流境界層を直接生成し、これを流入条件として与えた。もう一つは、流入気流に乱れを伴わない場合であり、ドライバ部で得られた平均速度プロファイルのみを与えた。本研究では、前回の研究<sup>2)</sup>と同じ条件で計算を行い、ラフネスブロックの高さのみを2倍に変更した。その結果、前回の研究<sup>2)</sup>と同じ平均速度プロファイルで、かつ比較的大きな乱れ強さを有する乱流境界層を生成することができた。孤立峰の高さ $h$ での乱れ強さの値に注目すると、前回の結果<sup>2)</sup>では $\sigma_u/U_h=6.1\%$ 、 $\sigma_v/U_h=4.7\%$ 、 $\sigma_w/U_h=4.5\%$ であったのに対し、本研究では $\sigma_u/U_h=8.6\%$ 、 $\sigma_v/U_h=7.0\%$ 、 $\sigma_w/U_h=6.5\%$ を得た。流れ場の可視化やスパン中央断面(y=0)における乱流諸量の比較などを通して以下に示す知見を得た。本研究で得られた乱れ強さを伴う場合においても、前回の研究<sup>2)</sup>と同様、孤立峰の後流域ではその影響は顕著には現れなかった。すなわち、孤立峰からの剥離流に起因した乱れの影響が支配的であるということが明らか

になった。

### 参考文献

- (1) 石原孟, 日比一喜 : 急な斜面をもつ3次元孤立峰周りの流れ場の乱流特性, 日本風工学会論文集, No.73, 1997, pp.3-14
- (2) 内田孝紀, 大屋裕二 : 急峻な孤立地形まわりの複雑乱流場に対するLES-流入気流の乱れの影響について-, 第17回風工学シンポジウム論文集, 2002, pp.137-142
- (3) 丸山勇祐, 丸山敬 : 直方体周りの流れ場に及ぼす接近流の気流性状に関する数値計算, 第15回風工学シンポ論文集, 1998, pp.167-172
- (4) 野津剛, 田村哲郎 : 乱流境界層中での3次元角柱まわりの流れのDNS-一様流と乱流中での比較-, 日本風工学会誌, No.79, 1999, pp.175-176
- (5) 梶島岳夫, 太田貴士, 岡崎和彦, 三宅裕 : コロケート格子による非圧縮流れの高次差分解析, 日本機械学会論文集, (B編), 63巻, 614号, 1997, pp.3247-3254
- (6) T. Kawamura, H. Takami and K. Kuwahara : Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, Fluid Dyn. Res., Vol.1, 1986, pp.145-162
- (7) J. W. Deardorff : A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers, J. Fluid Mech., Vol.41, (1970), pp.453-480

(2003年4月18日受付)