



論文

急な斜面をもつ3次元孤立峰周りの流れ場の乱流特性

Turbulent characteristics of flow field over a three-dimensional steep hill

孟 岩*¹ 日比一喜*²
Yan MENG, Kazuki HIBI

SUMMARY

The turbulence flow over a circular hill, having a cosine-squared cross-section and a maximum slope of about 32° , was investigated using split-fiber probes designed for measuring flows with a high turbulence and separation. Profiles of the means and variances for the three velocity components are presented and compared with those in the undisturbed (no-hill) boundary layer. The turbulent boundary layer separated behind the crest and reattached just at the lee foot of hill. The pronounced speed-up of flow occurs not only at the hilltop but also at the midway slope on its side. The maximum perturbations in the longitudinal and vertical velocity variances were observed at the height of hill ($z/h = 1$), corresponding to the separated recirculating flow on the lee slope of the hill, while the maximum in the lateral velocity variance appeared at the height of $z/h = 0.125$ beyond the hill, corresponding to the low-frequency motion in the wall layer.

1. はじめに

複雑地形における流れ場の乱流特性を定量的に評価することは、構造物の安全性、風エネルギーの利用、大気汚染物の拡散、森林や農作物の風害等の問題を考える上で重要である。複雑地形を構成する基本的な幾何学形状の一つは孤立峰である。孤立峰を越える乱流境界層の性質については過去20年間において盛んに研究され、中立の乱流境界層に置かれた孤立峰に限れば、最近の研究成果は Taylor, Mason & Bradley¹⁾と Finnigan²⁾

によって詳しくレビューされている。緩やかな斜面をもつ孤立峰の存在が元の乱流境界層にどのような影響を与えるかについてはこれらのレビューから知ることができる。しかし、急な斜面をもつ3次元孤立峰周りの流れ場については、定量的なデータが少ないため、流れ場の平均速度分布とその乱流構造に関する知見が十分に得られていない。

乱流境界層に置かれた3次元孤立峰周りの乱流場については大気境界層での観測と風洞実験を中心に行われ

*1 清水建設(株)技術研究所 研究員 工博

Institute of Technology SHIMIZU CORPORATION Researcher, DR. ENG

*2 清水建設(株)技術研究所 主席研究員 工博

Institute of Technology SHIMIZU CORPORATION Chief Researcher, DR. ENG

(原稿受理:平成9年6月2日)

てきた (例えば, Bradley³⁾, Mason & King⁴⁾, Castro & Snyder⁵⁾, Pearse⁶⁾, Arya & Gadiyaram⁷⁾ and Gong & Ibbetson⁸⁾)。剥離を伴わない場合については, 2次元と3次元孤立峰を越える乱流場をX型熱線風速計により詳しく調べた Gong & Ibbetson⁸⁾の研究例がある。その結果, 3次元孤立峰を越える流れ場の平均速度分布とその乱流統計量は2次元孤立峰のそれに概ね似ているが, 孤立峰の存在により元の乱流境界層に与える影響は2次元孤立峰に比べ, 3次元孤立峰の方が若干小さくなっていると報告されている。一方, 剥離を伴う場合, 従来風洞実験でよく用いられているX型熱線プローブが使用できなくなるため, 3次元孤立峰周りの乱流場を定量的に測定した例は Castro & Snyder⁵⁾と Arya & Gadiyaram⁷⁾の研究に限られている。Castro & Snyder⁵⁾は表面粗度の異なる二つの円錐型孤立峰の周りの流れ場をパルスドワイヤプローブにより調べ, 表面の粗度の違いが孤立峰の背後の剥離バブルの高さ及び再付着点の位置に与える影響を明らかにした。また, 彼らの論文の中では, 表面が粗な孤立峰について流れ方向の速度成分の測定も行ったが, スパン方向と鉛直方向の速度成分についての報告がない。その後, Arya & Gadiyaram⁷⁾は傾斜角度の異なる二つの円錐型孤立峰を調べ, 最大傾斜角度 26.6° の孤立峰のケースについて Castro & Snyder⁵⁾とほぼ同様な結果を得た。Arya & Gadiyaram⁷⁾の研究では孤立峰のすぐ後の領域 (near-wake region) の流れ場について計測が行われていないが, 剥離域から十分離れた後流域 (far-wake region) においてX型熱線プローブを用い流れ方向と鉛直方向の速度成分を計測し, far-wake regionでの流れ場の乱流特性を明らかにした。剥離を伴う孤立峰周りの流れ場を調べた例としては風洞実験以外に Mason & King⁴⁾の大気境界層での観測例もある。この観測では最大傾斜角度 24° のBlasheval山の背後にはっきりした剥離域が形成されていることが報告された。ただし, 彼らの観測では風速の観測点が殆ど地表付近に設置されており, 剥離域の流れ場の全体像が明らかにされていない。

そこで, 本研究では, 逆流を検出できるスプリットファイバースコープを用い, 自然風を模擬した乱流境界層に置かれた3次元孤立峰モデルにおける各速度成分の平均値及びその標準偏差を調べるとともに, 3次元孤立峰の後流域の乱流構造と組織運動を明らかにする。

2. 実験概要

2.1 風洞と模型

実験は清水建設(株)技術研究所の小型回流式風洞で行った。風洞の測定部の長さは7m, 測定断面の高さと幅はそれぞれ0.9mと1.1mである。風洞気流の乱れの強さは約0.5%である。中立時の大気境界層を模擬するために, 高さ60mmの立方体を千鳥状に風洞の入り口に2列設置し, その背後に高さ20mmと10mmの立方体を入り口より下流側1.2mまで設置した。残りの5.8mの床面は粗度の変化をなくすためモデル山とほぼ同じ粗度のもつ木製板を設置した。風洞風速は全実験にわたって5.8m/sに設定した。作成した乱流境界層の高さ δ は山が設置される位置において約0.36mであり, 山の高さの約9倍である。乱流境界層のスケールは流れ方向の速度成分の積分スケールから推定すると実大気の約1/1000である。山の高さでの風速 U_h と山の高さ h により定義されたレイノルズ数 $R_{eh}(=U_h h/\nu)$ は 1.2×10^4 であり, 摩擦速度 $u_*(=0.212\text{m/s})$ と粗度長 $z_0(=0.01\text{mm})$ により定義された粗度レイノルズ数 $R(=u_* z_0/\nu)$ は0.14となっている。このことから, 本実験に用いたモデル山の表面が完全な空気力学粗面になっていないことが分かる。一般に粗度レイノルズ数は2.3以上でなければ(付録1を参照), 壁面上の流れ場はレイノルズ数に依存することとなる。ただし, レイノルズ数 R_{eh} が大きい場合, 粗度レイノルズ数の影響は壁面に極近い層に限られると考えられる。

モデル山は高さ $h=40\text{mm}$, 底面半径 $L=100\text{mm}$ の円形木製山である。最大傾斜角度は 32° である。山の断面形状は余弦の2乗 (cosine-squared shape) となっており, 関数 $z_s(x,y)=h \cos^2(\pi(x^2+y^2)^{1/2}/2L)$ により表される。モデル山は測定部入り口より風下方向4.6mの所に設置した。Fig. 1には本研究に用いた座標

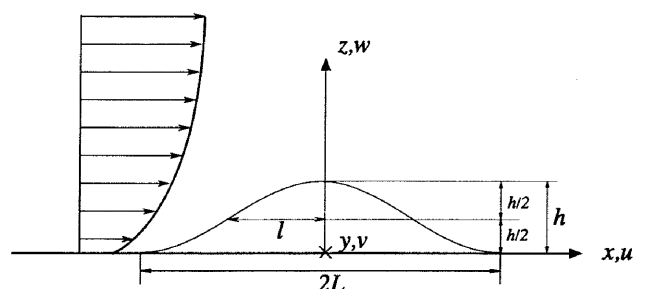


Fig. 1 座標系と符号
(Coordinate system and notations)

系と記号の定義を示す。 x, y, z 軸をそれぞれ流れ方向、流れ直角方向、鉛直方向にとり、 x, y, z 方向の速度成分はそれぞれ u, v, w とする。また、本研究では山の中心軸の位置を x 軸の原点とし、山の表面からの高さを第2の鉛直軸 $z' (=z-z_s)$ とした。

2.2 測定方法

モデル山が設置されていない時の風洞気流は Fig. 2 に示されるような X 型熱線プローブにより測定した。一般に熱線はセンサーに沿う方向の速度成分を殆ど感知しないため、熱線 I と熱線 II に直角となる速度成分 u_1 及び u_2 と流れ方向、スパン方向及び鉛直方向の速度成分 u, v, w との関係は次式のように表すことができる。

$$u_1 = \sqrt{\left(\frac{1}{\sqrt{2}}u + \frac{1}{\sqrt{2}}v\right)^2 + w^2} \quad (1)$$

$$u_2 = \sqrt{\left(\frac{1}{\sqrt{2}}u - \frac{1}{\sqrt{2}}v\right)^2 + w^2} \quad (2)$$

ここで、速度成分 w が主流成分 u よりかなり小さいと仮定できる場合、(1), (2) 式を整理し直すと、熱線 I と熱線 II に直角となる速度成分 u_1 と u_2 から流れ方向の速度成分 u 及びスパン方向の速度成分 v が次式により求められる。

$$u = \frac{1}{\sqrt{2}}(u_1 + u_2) \quad (3)$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{2}}(u_1 - u_2) \quad (4)$$

速度成分 u, w についても同様な方法で求められる。熱線からの出力電圧と風速との関係を3次多項式により表

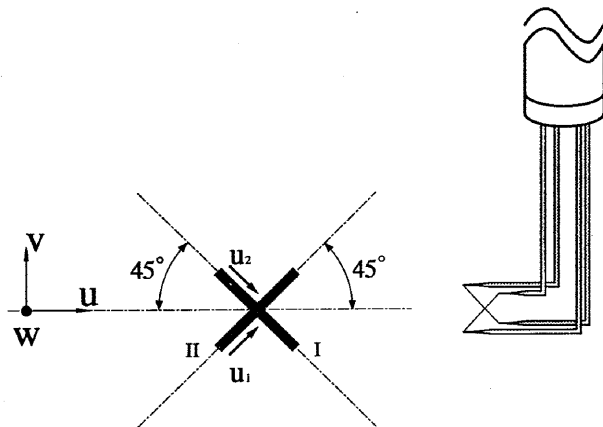


Fig. 2 X型プローブのセンサー部分
(Sensors of a X-wire probe)

し、式の中に含まれた係数は最小2乗法により求めた。

一般に急な斜面をもつ孤立峰の後流域の流れ場は乱れが大きい上、剥離に伴う逆流も生じている。このような場所で X 型熱線プローブを使用すると、流れ場の測定結果に大きな測定誤差が含まれる⁹⁾。本研究では、逆流を検出できる Split-fiber プローブを用い、孤立峰周りの流れ場の計測を行った。流れ方向の速度成分は直線型のプローブ (DANTEC, 55R55) により、流れに直角となる速度成分は90度型のプローブ (DANTEC, 55R57) により測定した。Split-fiber プローブの較正方法は佐々木、木谷¹⁰⁾及び Boerner & Leutheusser¹¹⁾により提案され、著者ら¹²⁾により改良された。本研究では著者らが改良した方法を用いた。具体的な手順については文献12を参照されたい。

本実験では、ローパスフィルタのカットオフ周波数は1kHzに設定し、風速計からの出力は0.5msの間隔でA-D変換を行った。安定した統計量を得るために、各速度成分の平均値とその標準偏差の平均時間を60秒とした。

3. 実験結果

3.1 風洞気流

風洞気流の性質を調べるため、 $x/h = -7.5, 0, 6.25$ の3つの場所において測定を行った。Fig. 3は流れ方向の平均速度の鉛直分布を線形軸と片対数軸で示したものである。図中の実線はそれぞれべき則と対数則により求めた近似曲線で、べき指数 n と粗度長 z_0 はそれぞれ0.135と0.01mmとなっている。風洞気流のスケールが約1/1000であることを考えると、風洞床の粗度長0.01mmは草とヒースに覆われている Blasheval 山の表面粗度 (0.01m) にほぼ対応している。

Fig. 4には同じ位置で測定された3つの速度成分の標準偏差の鉛直分布を示す。 σ_u/u_* , σ_v/u_* , σ_w/u_* の性状は Arya & Gadiyaram⁷⁾の実験結果によく似ている。床付近での σ_u/u_* , σ_v/u_* , σ_w/u_* の値はそれぞれ2.4, 1.6, 0.8となっており、大気境界層の観測結果 (例えば, Counihan¹³⁾の観測ではそれぞれ2.5, 1.9, 1.3である) や他の風洞実験の結果 (例えば, Gong & Ibbetson⁸⁾の実験ではそれぞれ2.2, 1.5, 1.0である) にほぼ一致する。風洞気流のスパン方向の非一様性は $z/h = 0.25$ と $z/h = 1$ の2つの高さで調べた。その変化は平均速度について $\pm 1\%$ 以内、変動速度の標準偏差について $\pm 2.5\%$ 以内である。

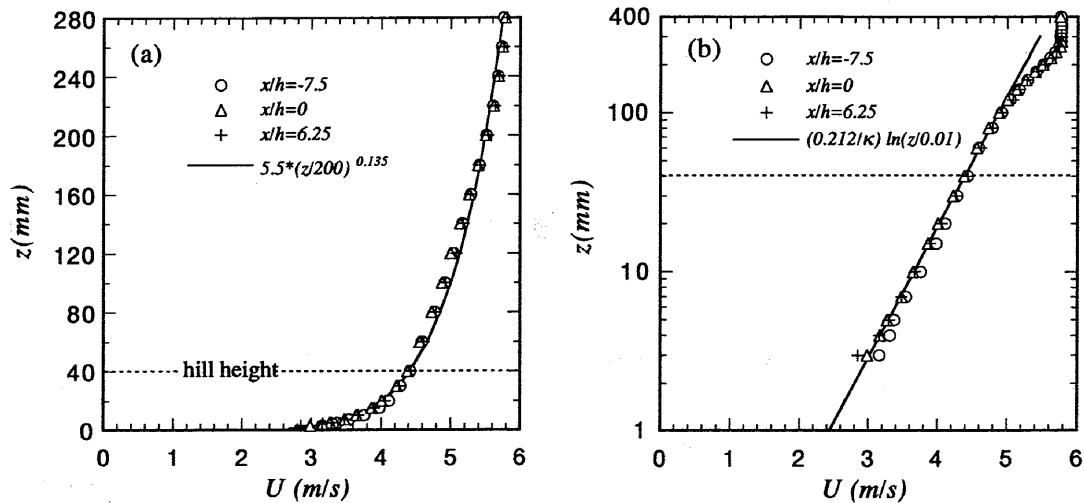


Fig. 3 風洞床面上の平均風速の鉛直分布
(Vertical profiles of mean velocity U over the flat floor :
(a) linear plot ; (b) semi-logarithmic plot)

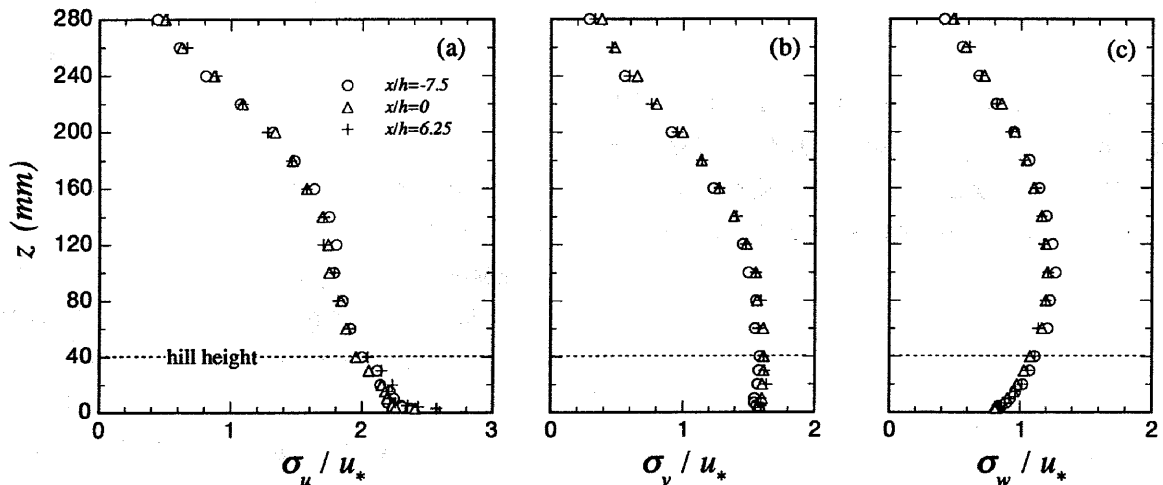


Fig. 4 風洞床面上の3つのノーマルストレスの鉛直分布
(Vertical profiles of three normal stress components over the flat floor :
(a) σ_u / u_* ; (b) σ_v / u_* ; (c) σ_w / u_*)

3.2 平均速度場

平均速度の測定は山の中心断面内と山周辺の幾つかの代表的な場所で行った。Fig. 5には山の中心断面内 ($y = 0$) における平均速度のベクトルを示す。流れは山の登り斜面で上昇し、下り斜面で下降する。更に、山の背後でははっきりした剥離域が見られる。この剥離は、山の頂上に近い背面の位置で発生し、山の麓で再付着する。図中の点線は流れ方向の速度成分が0となる位置を示している。

Fig. 6には山の中心断面内 ($y = 0$) における平均速度成分 U , W の鉛直分布を示す。各速度成分の値は山の高さでの風速 U_h により無次元化されている。図中の点

線は元の乱流境界層における平均速度の鉛直分布 (山の中心軸位置での測定値) を示している。平均速度成分 U については、山の後流域においてX型熱線プローブによる測定値 (\times 印) がつねにSplit-fiberプローブの測定結果 (白丸) より大きくなっている。これはX型熱線プローブが順流と逆流とを区別できないことによるものである。平均速度成分 U は山の風上側の麓と山の背後で減少し、山の頂上で大きく増大する。一方、平均速度成分 W は山の登り斜面で流れの上昇に伴い正となり、山の下り斜面で流れの下降に伴い負となる。 W の最大値と最小値はそれぞれ $0.29U_h$ と $-0.15U_h$ である。平均速度成分 V については実験の誤差範囲内ではほぼ0で

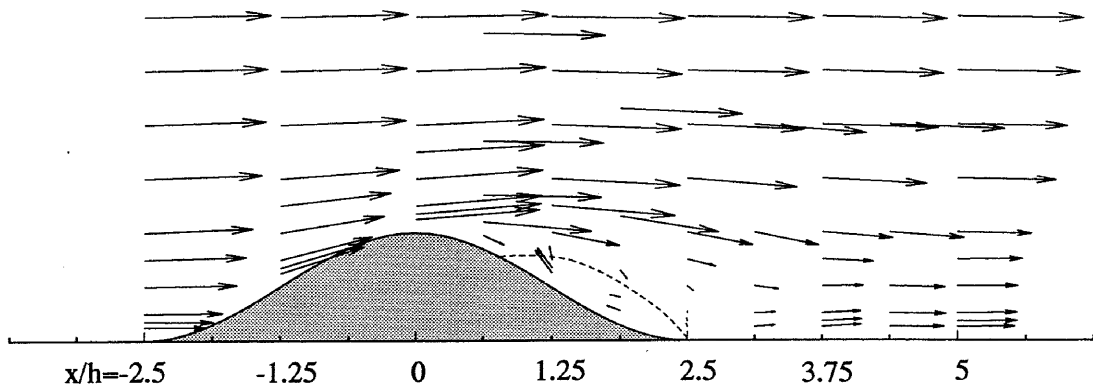


Fig. 5 山の中心断面内における平均速度 U, W のベクトル図
(Mean velocity U, W vectors in the central plane of the hill)

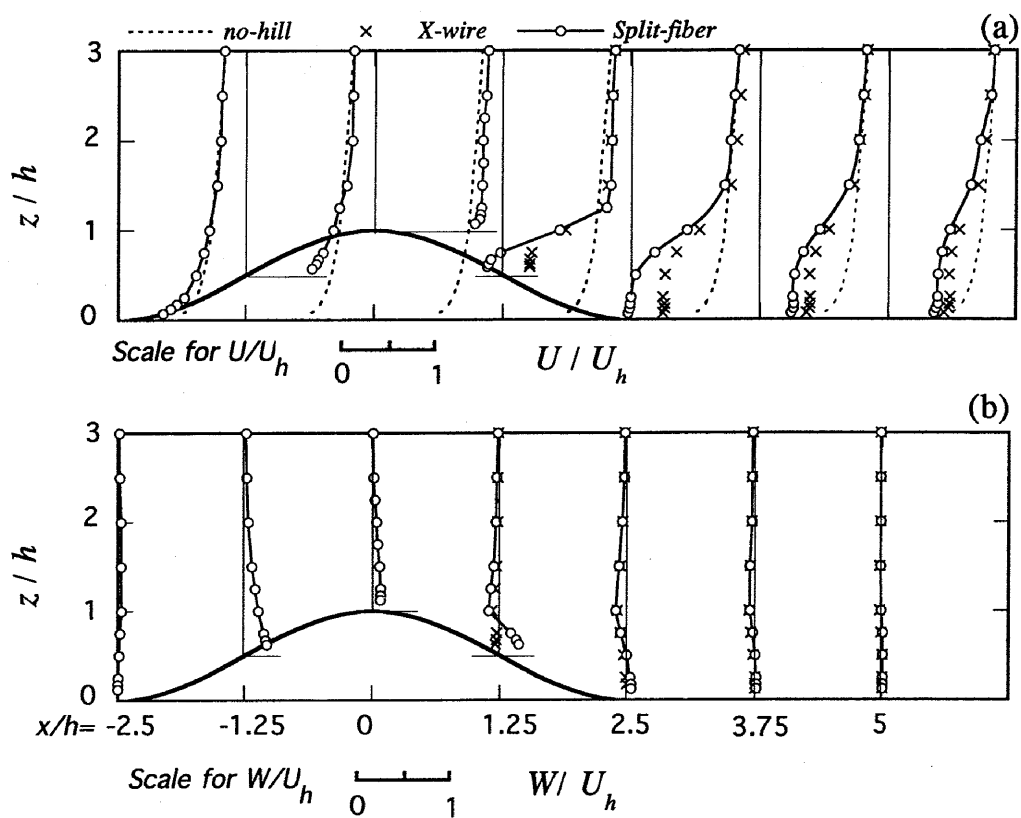


Fig. 6 山の中心断面内における平均速度成分 U, W の鉛直分布
(Vertical profiles of mean velocities for (a) U and (b) W components
in the central plane of the hill: \circ , Split-fiber probe; \times , X-wire probe)

ある。全体的に見ると、山による元の流れ場への影響は山高さの3倍以下の範囲に限定されている。

流れのspan方向の分布は3次元後流を理解する上で重要である。Fig. 7には $x/h = 3.75$ の位置における測定結果を示す。平均流れ場が山の中心軸に対して対称であるため、計測は半分の領域において行った。平均速度成分 U については山の背後で大きく減少しているが、中心軸から離れるにつれ回復している。一方、平均速度

成分 V は山の背後で流れの収束に伴い正となり、その値は壁面に近いところ ($z/h = 0.125$) で大きくなっている。 V の最大値が山の高さでの風速 U_h の約11%である。

山を越える流れの増速の度合いを知ることは構造物に作用する風荷重を予測する上で重要である。Fig. 8には増速率 $S(=U(z)/U_0(z))$ の鉛直分布を示す。ここで、 $U_0(z)$ は元の乱流境界層の風速を表す(本実験では山のない時の $x = 0$ 地点での風速を用いた)。風上側の麓

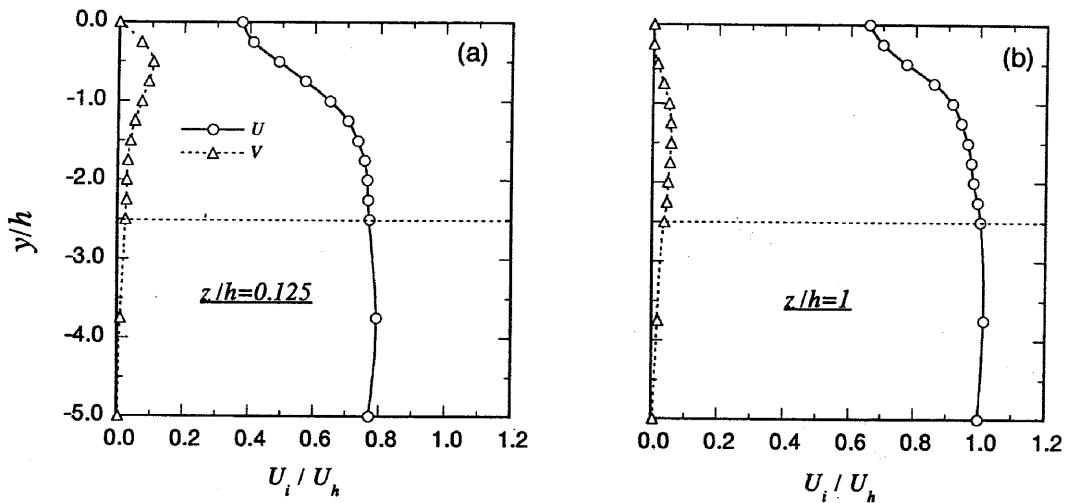


Fig. 7 山の背後における平均速度成分 U , V のスパン方向分布
 (Lateral distributions of mean velocities for U and V components behind the hill :
 (a) $x/h = 3.75$, $z/h = 0.125$; (b) $x/h = 3.75$, $z/h = 1$)

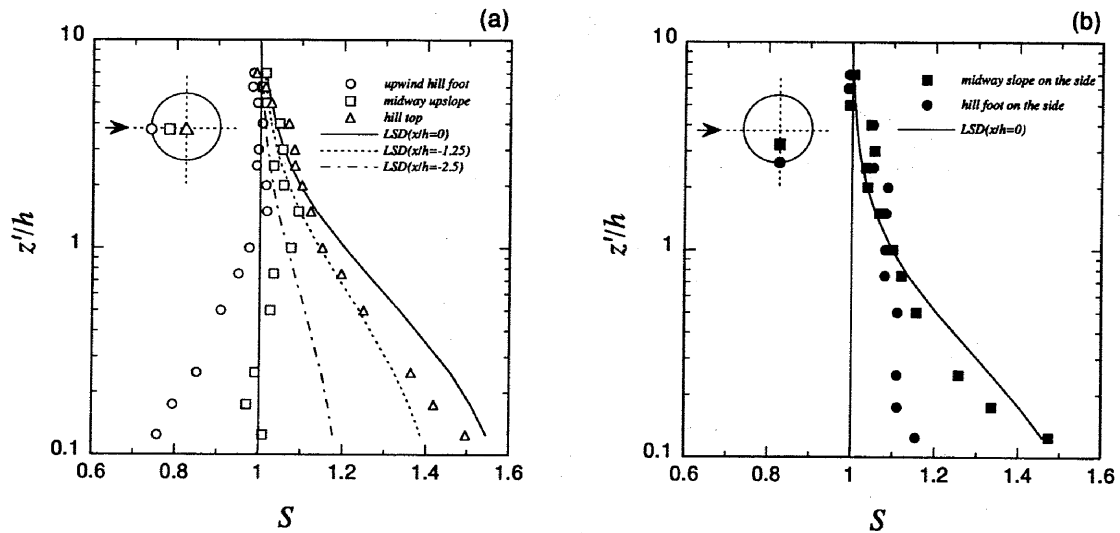


Fig. 8 山の上の各場所における増速率の鉛直分布
 (Vertical profiles of the speed-up factor at several positions on the hill)

(白丸)では増速率が1より小さくなるが、側面 ($x=0$ の平面) の麓 (黒丸)では1より大きくなっている。風上側の麓での速度の減少は山の前面に存在する逆圧力勾配の影響によるもので、壁面付近で顕著である。増速率の最も大きい場所は山の頂上 (白三角)で、その値は $z'/h = 0.125$ の高さで約1.5である。このことは、山の頂上での平均速度は元の乱流境界層の風速の1.5倍となっていることを意味する。この増速率は Mason & King⁴⁾が Blasheval山 ($z_0 = 0.01\text{m}$)で得られた観測値 ($z/h = 0.13$ の高さで1.6) とほぼ同じである。3次元孤立峰の場合は風速の増大が山の頂上だけではなく、

山の側面 ($x=0$) の中間地点 (黒四角) にも見られる。増速率の最大値は山の頂上で得られた値とほぼ同じであるが、その高さ方向の減少は山の頂上のそれより速い。同様な現象はベル型のモデル山を用いた Hunt & Snyder¹⁴⁾の実験にも見られた。ちなみに、山の風上斜面の中間地点での増速率 (白四角) は1に近く、高さ方向の変化も小さい。流れの増速率はいずれの地点においても、壁面から離れていくと次第に1に近づく。

2次元地形による増速率を表す式は過去いくつか提案されてきたが、3次元孤立峰による増速を表すものは少なく、Lemelinら¹⁵⁾により提案された次式は一つの例

である。

$$S = 1 + \Delta S_{max} \left(\frac{1}{1 + 3 \left(\frac{x}{2l} \right)^2} \right)^2 \left(\frac{1}{1 + 2 \left(\frac{z}{l} \right)} \right)^2 \quad (5)$$

ここで、本研究のような急な斜面をもつ3次元円形型の孤立峰の場合、 $\Delta S_{max} = 0.66$ となり、また l の値は山の中心断面及び山の側面の中間地点を通るXZ断面ではそれぞれ $2.5h$ と $1.25h$ となる。 ΔS_{max} と l に関する詳しい説明は文献15を参照されたい。Fig. 8 (a)の中の実線、点線と一点鎖線はそれぞれ山の頂上、風上斜面の中間地点及び風上側の麓での予測結果を示し、Fig. 8 (b)の中の実線は山の側面の中間地点での予測結果である。風上斜面の中間地点及び風上側の麓で予測結果は実験値

によりかなり大きくなるが、山の頂上と山の側面の中間地点での予測結果は実験値をよく表している。

3.3 変動速度の標準偏差

急な傾斜をもつ3次元孤立峰を越える乱流場についてはこれまでに定量的に調べた研究例が少なく、孤立峰の後流域の乱流構造については殆ど明らかにされていない。

Fig. 9には山の中心断面内 ($y = 0$) における3つの速度成分の標準偏差の鉛直分布を示す。比較のために、X型熱線プローブによる測定結果 (×印) も図中に示した。山の後流域ではX型熱線プローブによる測定結果とSplit-fiberプローブの結果との差がかなり大きい。 σ_u に比べ、 σ_v と σ_w の方は両者の差が顕著である。 $x/h = 3.75$ の地点においては流れの逆流率が1%以下にも

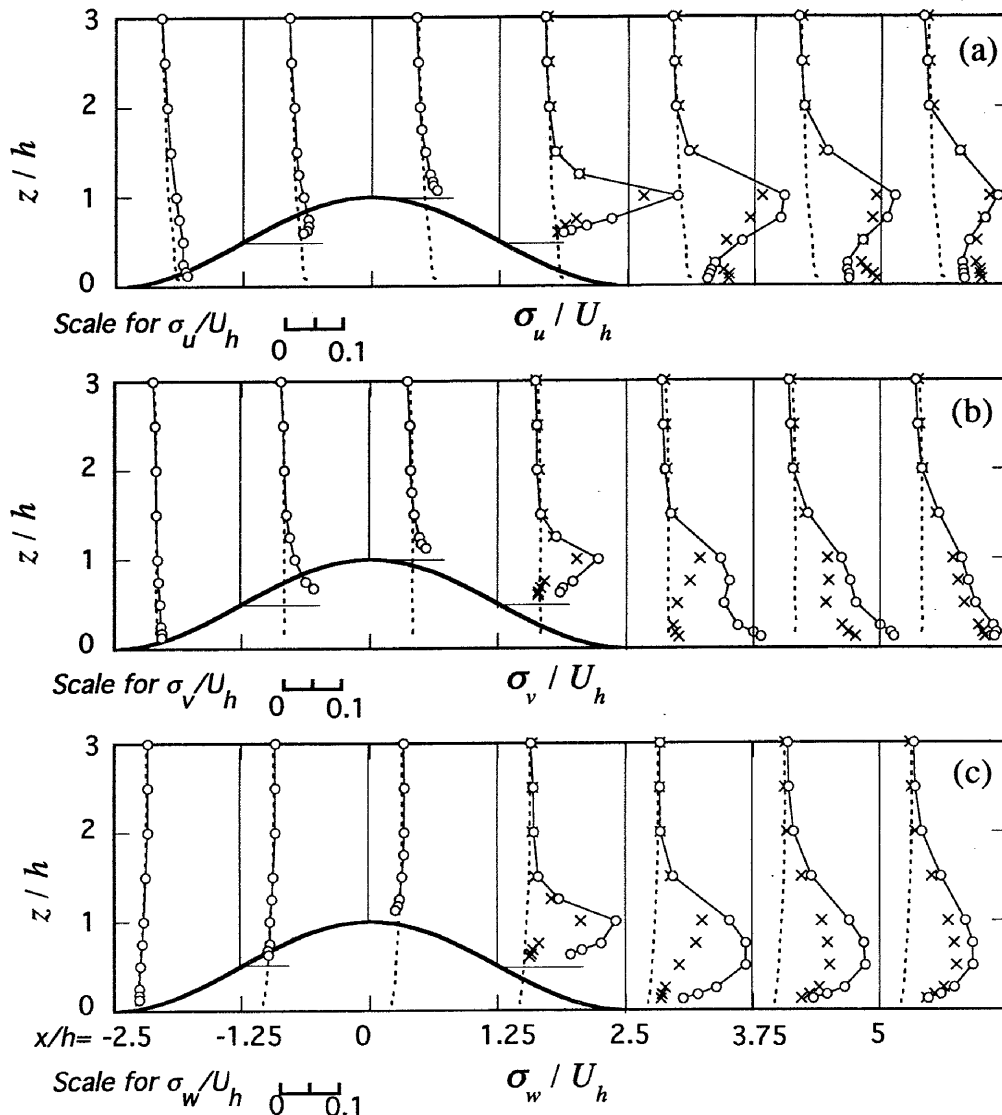


Fig. 9 山の中心断面内における3つのノーマルストレスの鉛直分布
(Vertical profiles for (a) σ_u/U_h , (b) σ_v/U_h and (c) σ_w/U_h
in the central plane of the hill : \circ , Split-fiber probe ; \times , X-wire probe)

かかわらず、X型熱線プローブにより得られた σ_v と σ_w の最大値はSplit-fiberプローブの結果よりそれぞれ28%と33%小さくなっている。その理由はX型熱線プローブにより各速度成分を求める式から容易に推測することができる。本来、一本のX型熱線プローブから3つの速度成分を厳密に求めることは不可能である。このことは(1)、(2)式からも分かる。そこで速度成分 w が主流成分 u よりかなり小さいと仮定することで、(1)、(2)式から速度成分 u 、 v を求める近似式(3)、(4)が得られた。しかし、山の後流域では主流成分 u がかなり小さくなり、式(3)、(4)の近似精度が悪くなる。例えば、主流成分 $u=0$ の場合、(4)式より求めた v の値はスパン方向速度成分の大きさによらず、0になってしまう。 σ_w が小さくなる理由についても同様である。

3次元孤立峰が元の乱流境界層に与える影響は風上斜面で小さい。このことはFig. 9からも分かる。 σ_u と σ_v は山の表面付近で若干増大するが、 σ_w は殆ど変化しない。一方、風下斜面では流れの剥離に伴い大きな乱れが発生し、元の乱流境界層とまったく異なる性質をもつ3次元複雑乱流場が形成されている。3次元孤立峰の背後における3つの変動速度成分の標準偏差(σ_u 、 σ_v 、 σ_w)と元の乱流境界層のそれとの比の最大値はそれぞれ3.0、3.4、4.6となっている。また乱流エネルギーの観点で見た場合、孤立峰背後の3つの変動速度成分の分散と元の乱流境界層のそれとの比を求める必要があり、この場合の最大値はそれぞれ9.0、11.6、21.2となっている。このような乱流エネルギーの増大は、橋や送電線鉄塔などの構造物のガスト応答に大きな影響を与える可能性が

あり、耐風設計上特に注意を有する。

3次元孤立峰の背後における乱れの特徴はまず山の風下斜面において3つの変動速度の標準偏差とも山の高さで鋭いピークをもつことである。これらのピーク的位置は最大速度勾配の発生位置にほぼ対応している。 σ_u/U_h 、 σ_v/U_h 、 σ_w/U_h の最大値はそれぞれ0.32、0.18、0.21である。これらの値はKiya & Sasaki¹⁶⁾により厚板の前縁剥離泡で得られた測定値(0.25、0.17、0.22)とほぼ同じである。山の downstream にいくと、3つの変動速度の標準偏差の鉛直分布はかなり異なる。 σ_u と σ_w はそれぞれ $1h$ と $0.5h$ の高さではっきりしたピークを示す。同様な傾向は傾斜角度 26.6° の円錐を用いたArya & Gadiyaramの実験にも見られた。一方、 σ_v は、山の高さでのピークが下流側にいくにつれなくなり、代わりに壁面近傍でもう一つのピークが現れている。このピークは典型的な2次元後流(Castro & Haque¹⁷⁾及び伊藤 & 笠木¹⁸⁾)で全く見られない。もう一つ特徴的なことは σ_u の値が壁面近傍でほぼ一様になっている点である。3次元孤立峰の後流域での乱流特性は、孤立峰の背面での剥離流の影響を受ける以外に、壁面近傍の層において孤立峰を回り込む流れの影響も受けている。壁面近傍で σ_v のピークの出現や σ_u の値が一様になる層の形成は孤立峰を回り込む流れの構造に深く関係している。このことについては次節で説明する。

Fig. 10には後流における3つの変動速度の標準偏差のスパン方向の分布を示す。山の高さ($z/h=1$)では山背面での剥離の影響が支配的である。3つの変動速度の標準偏差とも中心線上に最大値を示す。一方、壁面付

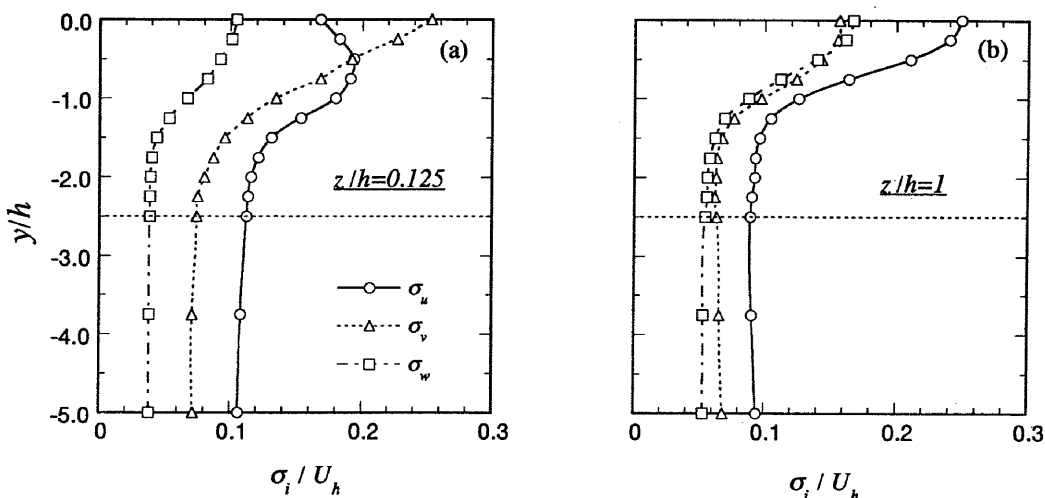


Fig. 10 山の背後における3つのノーマルストレスのスパン方向分布
(Lateral distributions of three normal stress components behind the hill :
(a) $x/h = 3.75$, $z/h = 0.125$; (b) $x/h = 3.75$, $z/h = 1$)

近 ($z/h = 0.125$) では3つの変動速度の標準偏差のスペクトル方向の分布がかなり異なる。ここで注目すべきことは σ_u が中心軸から離れた位置に最大値をもつことと、 σ_v が中心線上に鋭いピークを示すことである。 σ_w の鋭いピークは風下側の山の麓 ($x/h = 2.5$) にも見られる。

3.4 変動速度のスペクトル特性

一般に3次元後流における平均速度 U の変曲点は U の鉛直分布のみならず、その水平分布にも存在する。これらの変曲点の存在は流れの不安定を引き起こす。その代表的な例は渦放出である。3次元孤立峰の後流の動的特性を理解するために、変動速度のスペクトル解析を行った。

Fig. 11には $x/h = 3.75$ の位置における3つの変動速度のパワースペクトルを示す。縦軸は周波数 n と変動速度の標準偏差により無次元化されたパワースペクトルを示し、横軸は無次元周波数 nh/U_h を表す。また比較のために、 $z/h = 1$ の高さでの元の乱流境界層における変動速度のパワースペクトルも図に示した。パワースペクトルの計算にはMEM (maximum-entropy method) を用いた。

速度成分 u のパワースペクトル (Fig. 11(a)) は、慣性小領域においてKolmogorovの $-2/3$ 則をほぼ満たしている。元の乱流境界層の速度成分 u のスペクトルに比べ、 $z/h = 1$ の高さでの速度成分 u のスペクトルは無次元周波数 $nh/U_h = 0.13$ でブロードなピークを持つ。このピークは山背面の剥離泡から放出された渦により作られていると考えられる。速度成分 v (Fig. 11(b)) については速度成分 u と同様、慣性小領域においてKolmogorovの $-2/3$ 則をほぼ満たしている。ここで注目すべきことは $z/h = 0.125$ の高さでの v 成分のスペクトルが無次元周波数 $nh/U_h = 0.065$ のところにピークをもつ点である。この無次元ピーク周波数は剥離泡から放出された渦のもつ周波数の $1/2$ であり、周期は倍である。この結果は山背後の壁面近傍の層において低い周波数をもつ組織運動が存在していることを示唆している。この低周波数の組織運動は水平面内の混合を促進し、壁面付近に σ_u が一定となる層を形成する。一方、剥離泡から放出された渦が支配的である $z/h > 0.5$ の領域では v 成分のスペクトルのピークが高い周波数側へシフトしている。Fig. 11(c) には速度成分 w のパワースペクトルを示す。無次元周波数 $nh/U_h = 0.13$ をもつブロードなピークは $z/h = 0.5$ の高さで見られる。この結果は σ_w の最大値が $z/h = 0.5$ の高さで見られること

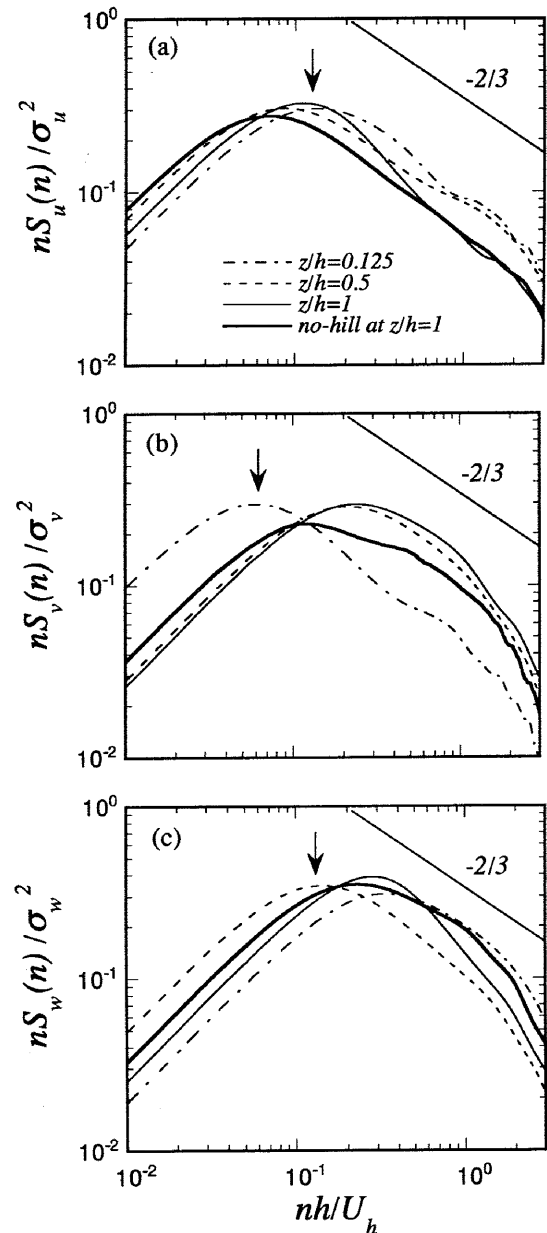


Fig. 11 山の背後における3つの速度成分のパワースペクトル
(Spectra for three velocity components behind the hill at $x/h = 3.75$:
(a) u component ; (b) v component ;
(c) w component)

に対応しており、剥離泡から放出された渦が山背後の下降流により傾けられたことによると考えられる。 $z/h = 0.5$ の高さ以外の高度では w 成分のスペクトルのピークが高周波数にシフトしている。

3次元孤立峰の背後における3つの変動速度成分の分散が元の乱流境界層のそれに比べてそれぞれ9倍、11倍、21倍になっていることはすべてに3.3節に説明した。ここで、孤立峰の背後における変動速度の周波数域での変化を詳しく調べるため、 $x/h = 3.75$ の位置における3つ

の変動速度成分のパワースペクトルと元の乱流境界層のそれとの比を Fig. 12 に示す。

速度成分 u のパワースペクトル比 ($\gamma_u = S_u(n)/S_{u0}(n)$) は山の高さ ($z/h = 1$) で最も大きく、その最大値は約 10 となっている。速度成分 u のパワースペクトルの増大

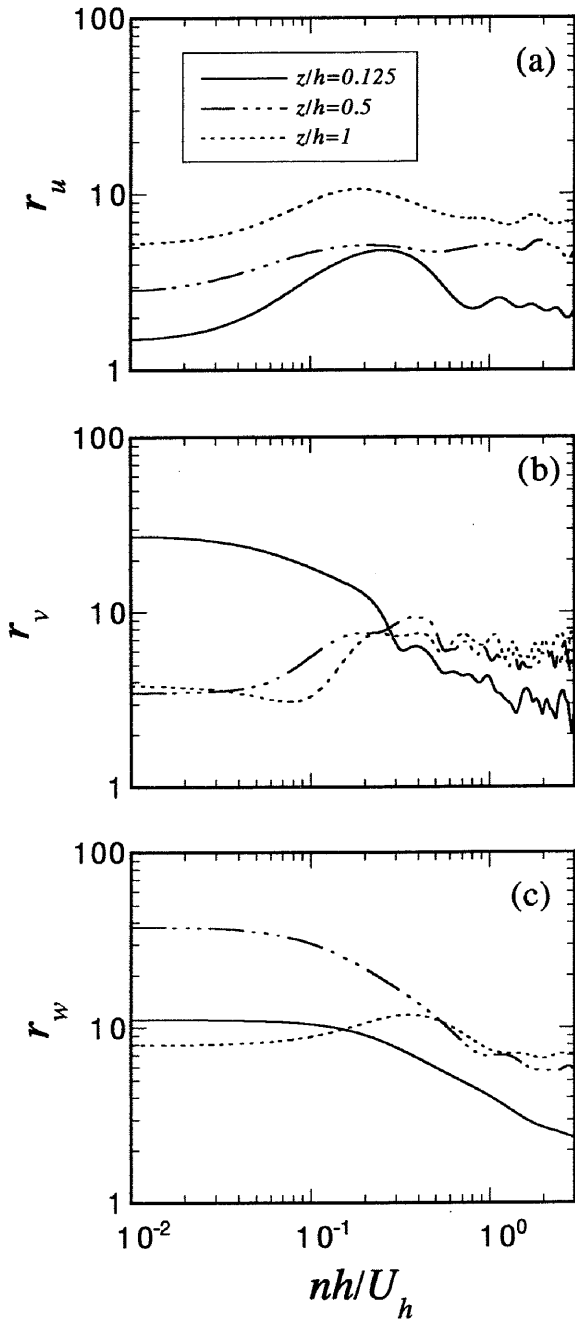


Fig. 12 山の背後における3つの速度成分のパワースペクトルと接近流との比
(Ratio of spectra for three velocity components behind the hill at $x/h = 3.75$ to those of the incident flow :
(a) u component ; (b) v component ;
(c) w component)

は無次元周波数 $0.1 \sim 0.5$ 範囲で顕著である。一方、速度成分 v のパワースペクトル比 γ_v は速度成分 u と異なり、壁面に近い高さ ($z/h = 0.125$) で最も大きく、その最大値は約 28 となっている。ここで特徴なことは速度成分 v のパワースペクトルの増大が低周波数域に集中していることである。同様な現象は速度成分 w のパワースペクトル比 γ_w にも見られ (Fig. 12(c)), その最大値は $z/h = 0.5$ の高さにおいて約 37 となっている。孤立峰の背後における速度成分 v と w の低周波数域での増大により、孤立峰背後に建設される構造物の水平及び鉛直方向のガスト応答¹⁹⁾ は大きくなる可能性があり、耐風設計上特に注意を有する。

4. まとめ

本研究では、スプリットファイバースコープを用いて3次元孤立峰周りの各速度成分の平均値、標準偏差及びそのパワースペクトルを測定し、これまでに殆ど知られていない最大傾斜角度 32° の3次元孤立峰周りの流れ場の乱流特性を明らかにした。その結果、以下のような結論が得られた。

- 1) 急な斜面をもつ3次元孤立峰の背後にはっきりした剥離域が形成されている。この剥離は山の頂上に近い背面の位置で発生し、山の麓で再付着する。平均速度成分 U は風上側の麓と山の背後で減少し、山の頂上で大きく増大する。増速率の最も大きい場所は山の頂上で、その値は山の $1/8$ の高さで約 1.5 である。風速の増大は山の頂上だけではなく、山の側面の中間地点にも見られた。全体的に見ると、山による平均速度場への影響は山高さの3倍以下の範囲に限定されている。
- 2) 3次元孤立峰が元の乱流境界層に与える影響は剥離を伴わない場合に比べ、流れが剥離した場合に大きい。山の風下斜面では3つの速度成分の標準偏差の分布とも山の高さで鋭いピークを示すが、山の下流側では3つの速度成分の標準偏差の鉛直分布がかなり異なる。 σ_u と σ_w はそれぞれ $1h$ と $0.5h$ ではっきりしたピークを示すが、 σ_v は壁面近傍で最大値をとる。また3次元孤立峰の背後における3つの変動速度成分の分散と元の乱流境界層のそれとの比の最大値はそれぞれ 9.0, 11.6, 21.2 となっている。
- 3) 3次元孤立峰の後流域に二つのタイプの組織運動が存在することをスペクトル解析により明らかにした。一つは山の背面の剥離泡から放出される渦運動で、 σ_u と σ_w の最大値はこの組織運動によって作られて

いる。もう一つは山の背後に存在する低周波数組織運動で、壁面付近に見られた σ_y の最大値はこの組織運動によって作られている。この低周波数の組織運動は水平面内の混合を促進し、壁面付近に σ_u がほぼ一定となる層を作り出す。

付録 粗度レイノルズ数について

壁面の表面が完全な空気力学粗面 (fully aerodynamically rough) になっていない場合、壁面上の流れ場はレイノルズ数に依存することがよく知られている。壁面の表面が完全粗面になっているかどうかを判定するパラメータとしては粗度レイノルズ数 $R(=u_* z_0/\nu)$ がよく用いられている^{2),8)}。以下、壁面の表面が完全粗面であるかどうかを判定する式を示す。

Schlichting²⁰⁾によると、壁面の状態を水理学的滑面 (hydraulically smooth)、遷移領域 (transition)、完全粗面 (completely rough) に分けることができ、完全粗面である条件は

$$k_s u_* / \nu > 70 \quad (6)$$

である。ここで、 k_s は砂の径を表し、等価砂粗度 (equivalent sand roughness) とも呼ばれている。完全粗面上の流速分布はNikuradseの実験結果から次式に示されるような対数則に従うことが分かっている。

$$\frac{u}{u_*} = 2.5 \ln \frac{y}{k_s} + 8.5 \quad (7)$$

上式を書き直すと、

$$\frac{u}{u_*} = 2.5 \ln \frac{y}{(k_s/30)} = 2.5 \ln \frac{y}{z_0} \quad (8)$$

となり、等価砂粗度 k_s と粗度長 z_0 との関係が分かる。 $k_s = 30z_0$ の関係を(6)式に代入すると、

$$R = u_* z_0 / \nu > 2.3 \quad (9)$$

という完全粗面の判定式が得られる。

参考文献

- 1) P.A. Taylor, P.J. Mason and E. F. Bradley : Boundary-layer over low hills - A review, Boundary-Layer Meteo., Vol. 39, 1987, pp. 107-132.
- 2) J.J. Finnigan : Air flow over complex terrain, In Flow and Transport in the Natural Environment (ed. W. L. Steffen and O. T. Denmead), Springer, 1988, pp.183-229.
- 3) E.F. Bradley : An experimental study of the profile of wind speed, shearing stress and turbulence at the crest of a large hill, Q. J. R. Meteo. Soc., Vol.106, 1980, pp. 101-124.
- 4) P.J. Mason and J.C. King : Measurements and predictions of flow and turbulence over an isolated hill of moderate slope, Q. J. R. Meteo. Soc., Vol. 111, 1985, pp.617-640.
- 5) I.P. Castro and W.H. Snyder : A wind tunnel study of dispersion from sources downwind of three-dimensional hills, Atmos. Environ. Vol.16, 1982, pp.1869-1887.
- 6) J.R. Pearse : Wind flow over conical hills in a simulated atmospheric boundary layer, J. Wind Eng. Indus. Aerodyn., Vol. 10, 1982, pp. 303-313.
- 7) S.P.S. Arya and P.S. Gadiyaram : An experimental study of flow and dispersion in the wakes of three-dimensional low hills, Atmos. Environ. Vol.20, 1986, pp.729-740.
- 8) W. Gong and A. Ibbetson : A wind tunnel study of turbulence flow over model hills, Boundary-Layer Meteo., Vol. 49, 1989, pp. 113-148.
- 9) N. K. Tutu and R. Chevray : Cross-wire anemometry in high intensity turbulence, J. Fluid Mech., Vol. 71, 1975, pp. 785-800.
- 10) 佐々木久郎, 木谷 勝 : スプリットフィルムプローブによる逆流領域の乱流測定, 日本機械学会論文集, B 51, 1985, pp.1615-1618.
- 11) T. Boerner and H. J. Leutheusser : Calibration of split-fiber probe for use in bubbly two-phase flow, DISA Info., No.29, 1984, pp. 10-13.
- 12) 孟 岩, 日比一喜 : 高層建物屋上の流れ場の乱流特性と組織運動, 日本風工学会誌, No. 72, 1997, pp.21-34.
- 13) J. Counihan : Adiabatic atmospheric boundary layers- A review and analysis of data from the period 1880-1972, Atmos. Environ, Vol.

- 9, 1975, pp.871-905.
- 14) J.C.R. Hunt and W.H. Snyder : Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three-dimensional hill, J. Fluid Mech., Vol.96, 1980, pp.761-704.
- 15) D.R. Lemelin, D. Surry and A.G. Davenport : Simple approximations for speed-up over hills, J. Wind Eng. Indus. Aerodyn., Vol. 11, 1988, pp.117-127.
- 16) M. Kiya and K. Sasaki : Structure of a turbulent separation bubble, J. Fluid Mech., Vol.137, 1983, pp.83-113.
- 17) I. P. Castro and A. Haque : The structure of turbulent shear layer bounding a separation region, J. Fluid Mech., Vol.179, 1987, pp. 439-468.
- 18) 伊藤信明, 笠木伸英 : 三次元画像処理流速計によるステップ後方剥離再付着乱流の計測, 流れの可視化, Vol. 9, No. 34, 1989, pp. 245-248.
- 19) 三河克己, 佐藤弘史, 金崎智樹 : 周辺地形を考慮した多々羅大橋大型風洞試験によるガスト応答特性, 土木学会第50回年次学術講演会概要集, 第I部, 1995, pp. 1466-1467.
- 20) H. Schlichting : Boundary layer theory, McGraw-Hill, 1968, pp. 570-580.