

一様流中の2次元崖状地形まわりの気流性状に関する実験的研究

Experimental Study on Wind Characteristics around a Two-Dimensional Escarpment in a Uniform Flow

内田 孝紀*¹ 杉谷 賢一郎*² 大屋 裕二*³
Takanori UCHIDA, Kenichiro SUGITANI, Yuji OHYA

SUMMARY

This paper describes the experimental study of a non-stratified airflow past a two-dimensional escarpment in a uniform flow. The Reynolds number, based on the uniform flow and the height of the escarpment, is about 10^4 . The slope gradient of the escarpment is 25, 35 and 45 degree. Airflows around the escarpment include the unsteady separated and reattaching flow (hereafter called a "separation bubble"), where the separation occurs from a sharp corner. Attention is focused on an influence of a surface roughness on airflow characteristics in a wake region. For this purpose, the velocity components were measured with the X-wire probe and the split-film probe. In addition, the flow visualization was performed by using the smoke-wire technique. Through comparison between the experimental results with the surface roughness and those without it, the significant difference in the airflow characteristics is confirmed in the separation bubble. This is mainly due to the size in the separation bubble. The size in the separation bubble with the surface roughness is much larger than the one without it. In the case under an imposition of the surface roughness, the velocity is strongly deflected near the slope surface. As a result, the production of the vorticity in the separated shear layer is also inhibited, leading to the elongation in the separation bubble.

1. はじめに

日本の地勢を概観すると、平坦な地形は少なく、急峻な複雑地形がほとんどである。したがって、日本国内では急峻な地形起伏に起因して生じる流れの衝突、剥離、再付着、逆流など、風に対する地形効果を高精度に予測し、把握する必要がある。

現在、各方面でこの分野に対する精力的な研究が実施されている。例えば、実験的研究では文献¹⁻⁵⁾、数値的研究では文献⁶⁻⁸⁾がある。これらの研究のほとんどは現実の自然風を対象にしている。つまり、地形が大気乱流境界層に完全に埋没した状態を模擬したものである。これに対し、乱れを伴わない一様流中において気流性状に対する地形効果の影響を議論した研究はほとんど無い⁹⁾。そこで本研究では、流入風の

速度勾配や乱れの影響は省略し、単純化・理想化された状況で風に対する地形効果と地表面粗度の影響を調べることを主な目的とする。この目的に対し、主流直交方向に同じ断面形状を有する2次元崖状地形を対象に風洞実験を行った。結果は、現在開発中の精密風環境予測モデルRIAM-COMPACT(Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Computational Prediction of Airflow over Complex Terrain)⁹⁾の精度検証にフィードバックする。

2. 風洞実験の概要

2.1 温度成層風洞と2次元崖状地形模型

本研究は、九州大学応用力学研究所の温度成層風洞¹⁰⁾を用いて行った。但し、気流の安定度は中立

*1 九州大学応用力学研究所 助手 工博

Research Associate, Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Dr. Eng.

*2 九州大学応用力学研究所 技官

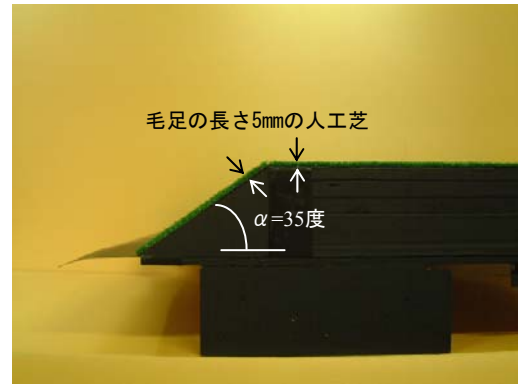
Technical Staff, Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University

*3 九州大学応用力学研究所 教授 工博

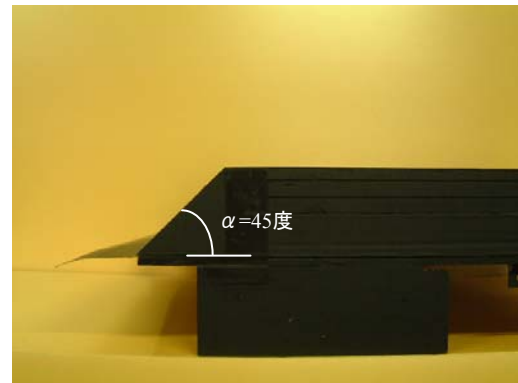
Professor, Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Dr. Eng.

状態とする。この風洞は開放型の吸い込み式で長さ13.5m×幅1.5m×高さ1.2mの測定胴を有する。風速範囲は0.5～2.0m/sであり、主流風速を1.0m/sに設定した際の主流方向の乱れ強さの分布は0.4%程度である。模型への近寄り流れとして一様流入条件を課すため、以下に示す二つの工夫を施した(Fig.1, Fig.2を参照)。一つは、風洞の上流側床面に高さ11.5cmの台座を置き、この上に地形模型を設置した。これは風洞床面に発達する地面境界層の影響を受けないようにするためである。もう一つは、先端に僅かな傾斜を付けた10cmのアルミ板を模型前縁から設置し、そこからの流れの剥離を抑制した。近寄り流れの性状については3.1節で述べる。

本研究で使用した2次元崖状地形模型をFig.1に示す。なお、Fig.1(a)には座標系の定義を示す。主流方向にx軸を、鉛直方向にz軸を設定し、それぞれの速度成分をu, wとする。模型の材質はトタンである。模型高さhは10.5cmとし、実大気スケールの約1/2000を想定している。風洞高さH=1.2mとのブロッケージ比はH/h≒11であり、対応する閉塞率(=h/H×100)は8.75

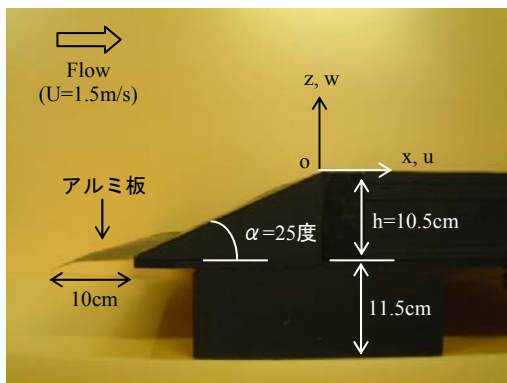


(c)傾斜角度 $\alpha=35$ 度, 地表面粗度有り

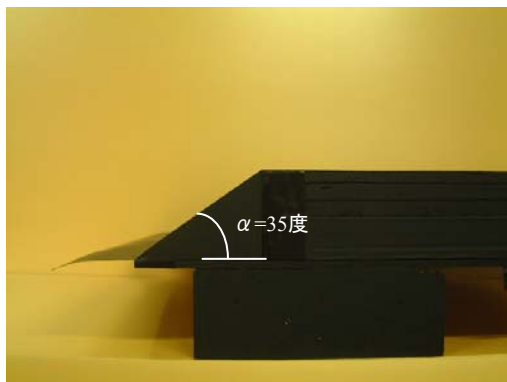


(d)傾斜角度 $\alpha=45$ 度

Fig.1 本研究で使用した2次元崖状地形模型
Two-dimensional escarpment models
used in the present study



(a)傾斜角度 $\alpha=25$ 度



(b)傾斜角度 $\alpha=35$ 度

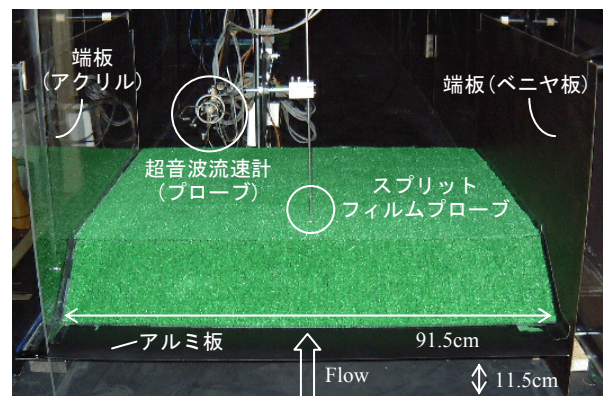


Fig.2 風洞上流からの様子, $\alpha=35$ 度, 粗度有り
Arrangement of the wind tunnel experiment

%である。これについては3.2節で述べる。模型の傾斜角度は $\alpha=25, 35, 45$ 度の三ケースである。 $\alpha=35$ 度の地形模型については、毛足の長さ $z_r=5\text{mm}$ ($z_r/h \approx 0.05$)の人工芝を模型表面に添付し、気流性状に対する地表面粗度の影響を調べた。Fig.2に風洞上流から見た気流計測の様子を示す。特に主流直交方向(y)に2次元的な流れ場を再現するため、模型の両端に

端板として上流側の角部をとったアクリル(可視化用)とベニヤ板を設置した。y方向の流れの一様性についての検討は3.3節で述べる。

2.2 気流の計測方法

気流計測はX型熱線プローブとスプリットフィルムプローブ(以下SFPと略記する)を用いて行った。

前者には、エンドフロー型のX型熱線プローブ(ダンテック55P61)と熱線流速計(ダンテック56C01CTAユニット, 56C17ブリッジ)を使用した。Fig.3にX型熱線プローブのセンサー部を示す。4本のプローブには直径5 μm 、長さ1.25mmのPtメッキタングステンワイヤーが2本張られている。

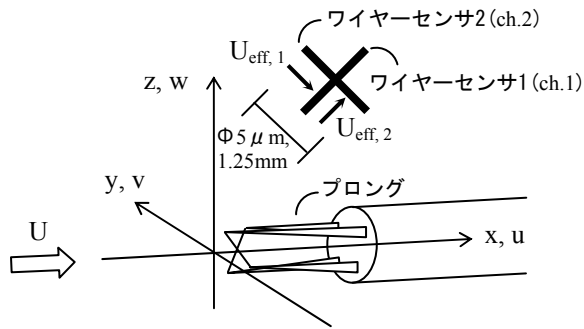


Fig.3 X型熱線プローブのセンサー部
Sensor arrangement of a X-wire probe

較正に関しては、本研究では(1)式に基づいて行った¹¹⁾。この際、熱線はワイヤーセンサーに沿う方向の速度成分をほとんど感知できないため、各センサーに直交する速度の修正式として(2)式を用いた¹¹⁾。プローブは主流方向(x)に平行、つまり、鉛直方向(z)に垂直に設置し、(2)式の有効指示速度とyaw係数からx方向の速度成分(u)とz方向の速度成分(w)を評価した。

$$E^2 = (A + B \cdot U^{0.5}) \cdot (\Theta_{\text{wire}} - \Theta_{\text{air}}) \quad (1)$$

$$U_{\text{eff}} = U \cdot (\cos^2 \phi + k^2 \cdot \sin^2 \phi)^{0.5} \quad (2)$$

ここで、Eは出力電圧、AとBは定数、Uは風速、 Θ_{wire} は熱線温度、 Θ_{air} は気流温度、 U_{eff} は有効指示速度、 ϕ は熱線への風の流入角度、kはyaw係数である。

本研究で対象とする2次元崖状地形を過ぎる流れ場は、非定常な剥離-再付着流れを含む。本研究で

出現する剥離-再付着流れは、模型斜面からいったん剥離した境界層が下流で平坦な模型表面に再付着する。これに伴い剥離バブルが形成される。さらに、主流風速Uと模型高さhに基づくレイノルズ数 $Re(=Uh/\nu)$ が 10^3 程度以上では、剥離バブルは乱流状態を呈することが報告されている^{12), 13)}。乱流剥離バブルやその近傍後流では、逆流と順流が間欠的に出現し、かつ速度変動は比較的大きい。このような領域においては、X型熱線プローブの測定精度は著しく低下する^{14), 15)}。そこで本研究では、逆流と順流が検知可能で、X型熱線プローブに比べて空間分解能が高いSFPを用いた¹⁴⁾。SFPは細い石英ロッドの表面に蒸着させた白金フィルムに2本のスプリット(分割線)をひき、2枚の半円筒形熱膜を形成させたものである。SFPにはカノマックスのモデル1288(ストレート型)を用い、合わせて同社の熱線流速計(1010CTAユニット, 1013リニヤライザ)を使用した。Fig.4にSFPのセンサー部を示す。センサー部は直径152 μm 、有効受感部長さ2mm、分割線の幅約13 μm である。

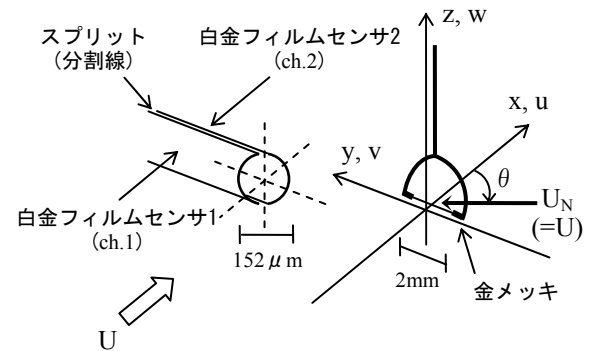


Fig.4 スプリットフィルムプローブのセンサー部
Tip of a split-film probe

本研究では、SFPの分割面がz軸と平行になるように設置し、主流方向(x)の速度成分(u)のみを測定した。この際、スカラー風速 U_N と風向角度 θ の較正が必要になる。SFPの較正方法は文献^{14), 15)}を参考に行った。 U_N はそれぞれのフィルムセンサ1, 2の出力電圧 E_1, E_2 の和から、 θ は E_1, E_2 の差から求める。 U_N と θ が分かれば、uは(3)式から求めることができる。

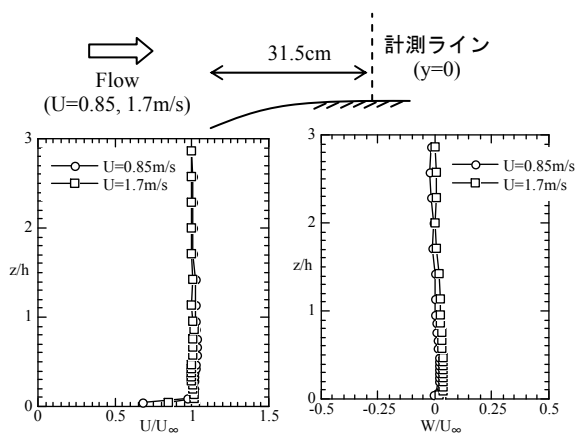
$$u = U_N \cdot \cos \theta \quad (3)$$

X型熱線プローブとSFPともに、電圧値の時系列データはオフセット電圧、アンプ(ゲイン)、カットオフ周波数200Hzのローパスフィルターの処理を行い、A/D変換ボードを介してサンプリング周波数500Hzでパーソナルコンピュータに取り込む。その後、時系列データは学内LANでワークステーションに転送し、そこで速度成分(u, w)に変換して各種乱流諸量の鉛直分布などを求める。各測定点におけるデータ数は50,000個で100sのサンプリング時間(平均時間)である。一様流入風速は $U=1.5\text{m/s}$ とし、模型への風向角度は0度である。模型高さ $h=10.5\text{cm}$ に基づいたレイノルズ数 $Re(=Uh/\nu)$ は約 10^4 である。なお、気流のモニターや各プローブの較正に必要な風速の基準値の測定には、超音波流速計(カイジョーDA-600, TR-90AX型プローブ)を使用した。

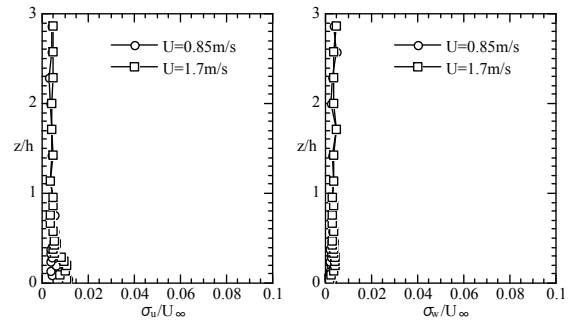
3. 実験結果と考察

3.1 近寄り流れの性状

地形模型を設置していない場合の台座上の気流を事前に計測し、その性質を調べた。風速は $U=0.85, 1.7\text{m/s}$ とし、計測位置はアルミ板の先端から31.5cm下流のスパン中央($y=0$)とした。その結果をFig.5に示す。ここで、 $U=\langle u \rangle$, $W=\langle w \rangle$ であり、 $\langle \cdot \rangle$ は時間平均を意味する。縦軸は模型高さ $h=10.5\text{cm}$ で、横軸は上空風速 U_∞ で正規化した。なお、上空風速 U_∞ と一様流入風速 U の値はほぼ同じであった。これ以降の結果はすべてこの正規化に従う。全高さレベルで乱れのほとんど無い一様流入条件が再現されていることが確認された。



(a) 平均速度プロファイル



(b) 乱れ強さ

Fig.5 近寄り流れの性状, X型熱線プローブ
Inflow characteristics, X-wire probe

3.2 ブロッキング比(閉塞率)の影響

傾斜角度 $\alpha = 35$ 度の模型について、風洞高さ $H=1.2\text{m}$ と模型高さ h で定義されるブロッキング比 H/h の影響を調べた。 $h=5.5, 10.5\text{cm}$ の二種類の模型を用意した。 $h=5.5, 10.5\text{cm}$ の模型におけるブロッキング比はそれぞれ $H/h \approx 22, 11$ である。対応する閉塞率 ($=h/H \times 100$) は $4.58, 8.75\%$ である。ここで、両者のレイノルズ数 $Re(=Uh/\nu)$ は約 6000 で同じにした。よって、一様流入風速は $U=1.7, 0.85\text{m/s}$ となる。計測位置は模型の上流角部、つまり、Fig.1(a) に示す $x=0$ のスパン中央 ($y=0$) とした。その結果をFig.6に示す。両者ともに各方向の平均速度プロファイルは良い一致を示し、この結果を受けて本研究では $h=10.5\text{cm}$ の模型を使用することとした。これ以降に示す結果は、模型高さ $h=10.5\text{cm}$ 、一様流入風速 $U=1.5\text{m/s}$ で行ったものである。これらに基づいたレイノルズ数は $Re \approx 10^4$ である。

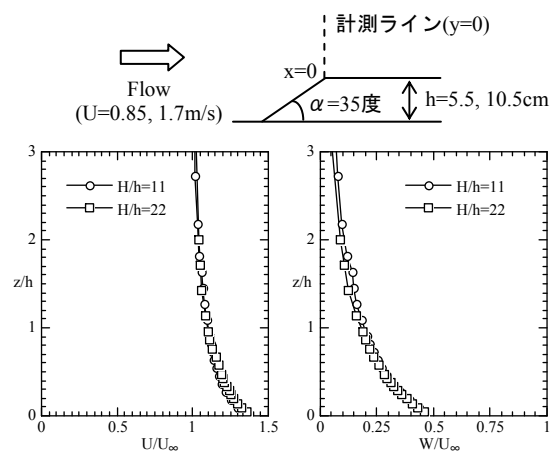


Fig.6 平均速度プロファイル, X型熱線プローブ
Mean-velocity profile, X-wire probe

3.3 主流直交方向(y)の流れの一様性

傾斜角度 $\alpha=35$ 度の模型を例にとり、主流直交方向(y)の流れの一様性を検討した。計測位置は模型の上流角部($x=0$)とし、スパン中央の $y=0$ から、 $y=1, 2, 3h$ とした。その結果をFig.7に示す。各方向の平均速度プロファイルはすべてのケースともに良く一致しており、 $x=0$ におけるy方向への流れの一様性が確認された。

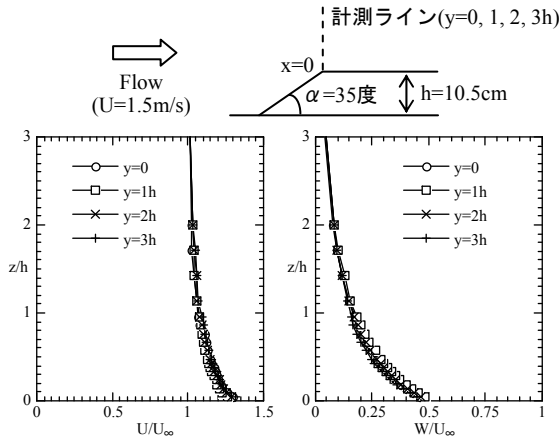
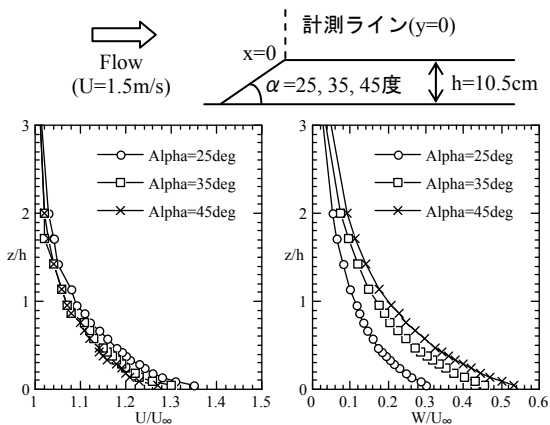


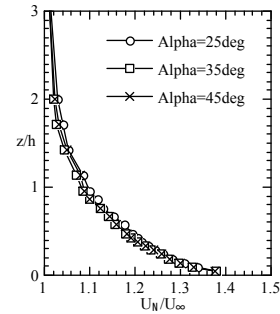
Fig.7 平均速度プロファイル, X型熱線プローブ
Mean-velocity profile, X-wire probe

3.4 傾斜角度($\alpha=25, 35, 45$ 度)の影響

崖状地形の上流角部($x=0$)では、地表面付近で気流が局所的に増速することが知られている²⁾。そこで、傾斜角度 $\alpha=25, 35, 45$ 度の模型について、一様流入風速に対する気流の増速率を調べた。その結果をFig.8に示す。ここで、主流方向(x)と鉛直方向(z)の平均速度U, Wの鉛直プロファイルを図.8(a)に、スカラー風速 $U_N=(U^2+W^2)^{0.5}$ の鉛直プロファイルを図.8(b)に示す。U, Wに注目すると、傾斜角度 α の影響が明



(a)平均速度プロファイル



(b)スカラー風速プロファイル

Fig.8 平均速度とスカラー風速プロファイル,
X型熱線プローブ
Mean-velocity and Scalar velocity profile,
X-wire probe

確に見られる。すなわち、Uは $\alpha=25, 35, 45$ 度の順に徐々に減少し、逆にWは増加している。一方、 U_N に注目すると、 α の違いはほとんど見られず、三ケースともにほぼ同じ傾向を示す。気流の最大増速率は模型表面付近に出現し、その値は約1.38である。

3.5 傾斜角度 $\alpha=35$ 度の地形模型における地表面粗度の影響

傾斜角度 $\alpha=35$ 度の模型について、気流性状に対する地表面粗度の影響を調べた。本研究では地表面粗度として毛足の長さ $z_r=5$ mmの市販の人工芝を使用した(Fig.1(c)を参照)。模型高さ $h=10.5$ cmとの比は $z_r/h \approx 0.05$ である。これを模型表面(傾斜面とそれに続く平坦面)に添付した。この人工芝は高密度で一様に分布しており、芝の間の流れはほとんど無いものと予想される。模型の縮尺を考慮すると、これは200m程度の崖状地形の表面が、10m程度の木々で一面覆われている状態を模擬したものであると期待できる。

a)後流域の気流性状

模型表面に添付された地表面粗度の有無が気流性状に与える影響を議論する前に、同一条件で行ったX型熱線プローブとSFPの計測結果の比較を示す。計測位置はFig.9に示すように、 $x/h=0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 5, 6$ の計11点である。紙面の都合上、地表面粗度がある場合の結果のみをFig.10, Fig.11に示す。また、 $3.5 \leq x/h \leq 5$ の結果は省略する。X型

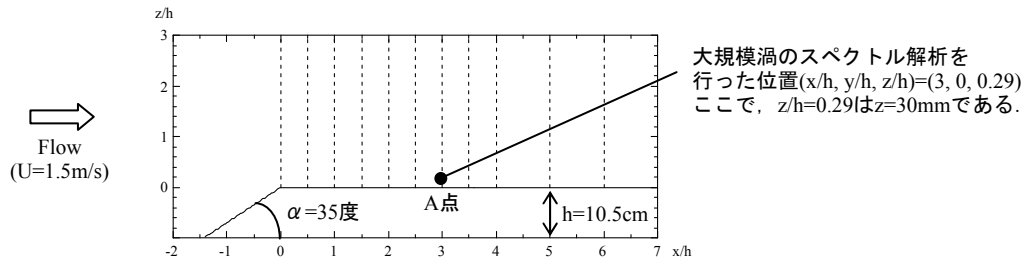


Fig.9 計測位置(点線)

Measurement stations(dotted line)

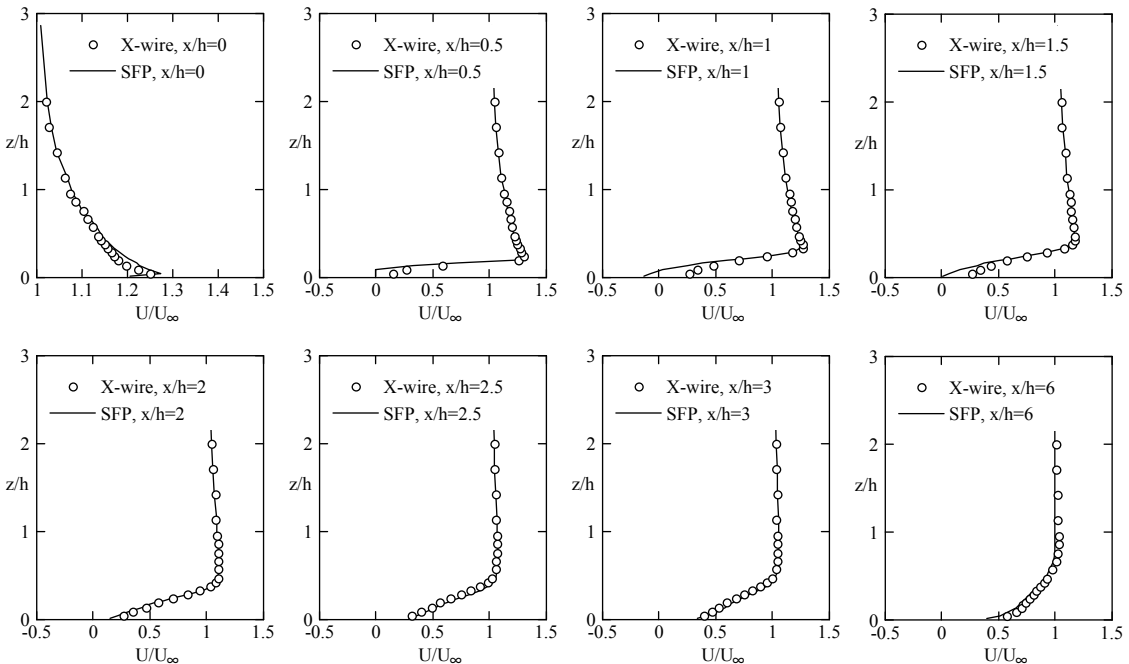


Fig.10 X型熱線プローブとSFPの比較, 平均速度プロファイル, 地表面粗度有り

Comparison between the X-wire probe and the SFP, Mean-velocity profile with the surface roughness

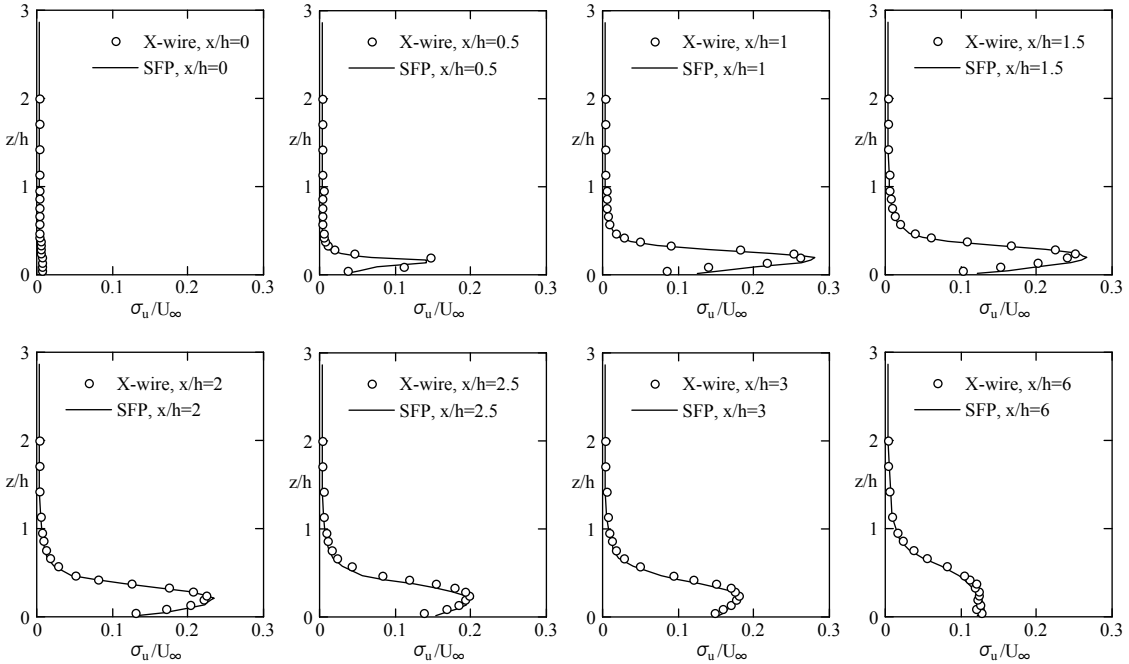


Fig.11 X型熱線プローブとSFPの比較, 乱れ強さ, 地表面粗度有り

Comparison between the X-wire probe and the SFP, Turbulence intensity with the surface roughness

熱線プローブの結果をシンボルで、SFPの結果を実線で示す。鉛直方向(z)の座標軸については、人工芝の先端(z=z_i)を新たにz=0とした。Fig.10の主流方向(x)の平均速度プロファイルU/U_∞に注目する。x/h=0.5, 1, 1.5の低層部においてX型熱線プローブとSFPで有意な違いが確認できる。こゝは、模型の上流角部(x=0)

で剥離した境界層が剥離バブルを形成している領域である。SFPでは、X型熱線プローブでは捉えることが出来ない剥離バブル中の減速や逆流が良く再現されている^{12, 13}。その他の高さレベルや計測位置においては、両者の計測結果は非常に良い一致を示している。Fig.11に示すx方向の乱れ強さの分布について

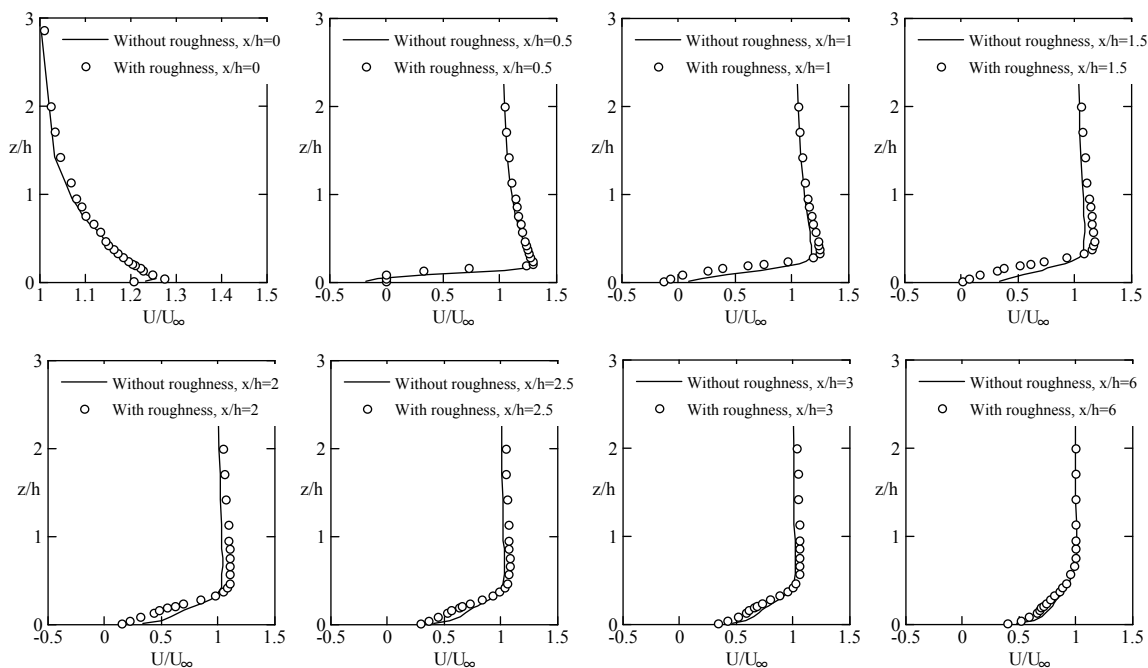


Fig.12 地表面粗度の有無の比較, 平均速度プロファイル, SFP

Comparison between the mean-velocity profiles with the surface roughness and those without it, SFP

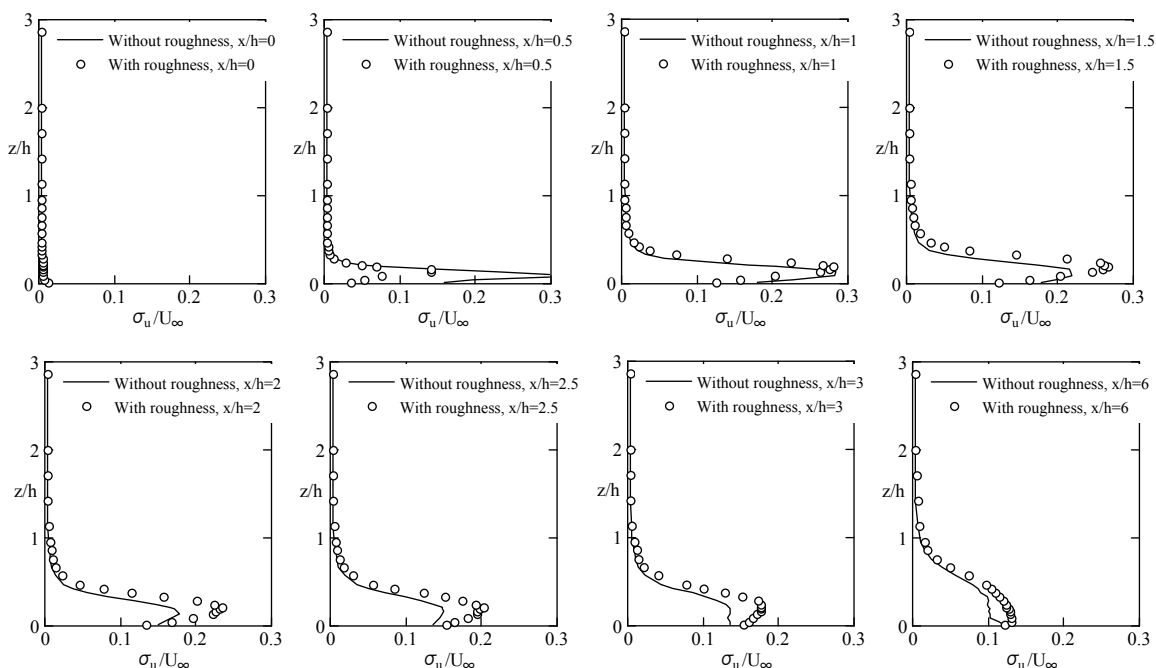


Fig.13 地表面粗度の有無の比較, 乱れ強さ, SFP

Comparison between the turbulence intensities with the surface roughness and those without it, SFP

は、すべての計測位置でX型熱線プローブとSFPの差異はほとんど見られなかった。

Fig.12, Fig.13にSFPの計測結果を示し、気流性状に対する地表面粗度の影響について議論を行う。地表面粗度が無い場合の結果を実線で、それが有る場合の結果をシンボルで示す。計測位置などはFig.10, Fig.11と同様である。Fig.12の主流方向(x)の平均速度プロファイル U/U_∞ に注目する。 $1 \leq x/h$ の低層部では両者の違いが明確に見られる。特に $1 \leq x/h \leq 2$ ではその違いが顕著である。地表面粗度が有る場合では、それが無い場合に比べて U/U_∞ の減速と逆流の程度が大きい。同時に U/U_∞ がピークをとる位置が、地表面粗度が無い場合に比べて若干高い。これは剥離バブルの大きさの違いに起因している。地表面粗度を有する場合には、それが無い場合に比べて剥離バブルは全体的に大きい。つまり、地表面粗度の有無が剥離バブルの大きさに直接影響を与えていることを示唆している(これは後述する)。乱れ強さの分布に注目すると、地表面粗度を有する場合には $1.5 \leq x/h \leq 2$ の $z/h < 1$ において、それが無い場合に比べて値がかなり大きい。また U/U_∞ と同様、 $1 \leq x/h \leq 2$ ではそのピーク位置が上方に若干シフトしている。

b)スモークワイヤー法による流れ場の可視化

地形模型を過ぎる気流の様子を視覚的に捉えるため、スモークワイヤー法により流れの可視化を行った。この方法では以下のように流れ場を可視化する。模型のすぐ上流で高さレベルを変えて数本のワイヤー(0.3mmのニクロム線)を平行に配線する。これに流動パラフィンとアルミ粉を混ぜたものを塗り、ワイヤーに通電して加熱し、気化した煙で流れ場を可視化する。照明装置としてスリットを付けた1kWのプロジェクターを風洞上部に3~4台設置し、これからの光で模型のスパン中央断面($y=0$)を可視化した。カメラによる撮影は標準レンズを用い、絞りは1.2でシャッタースピード(露出時間)は1/125sとした。風速は1.5m/sで、気流計測と同じ条件である。特に、模型斜面から剥離した境界層(剥離せん断層)の挙動に注目するため、煙が模型表面近くを流れるようにワイヤー高さを調節した。

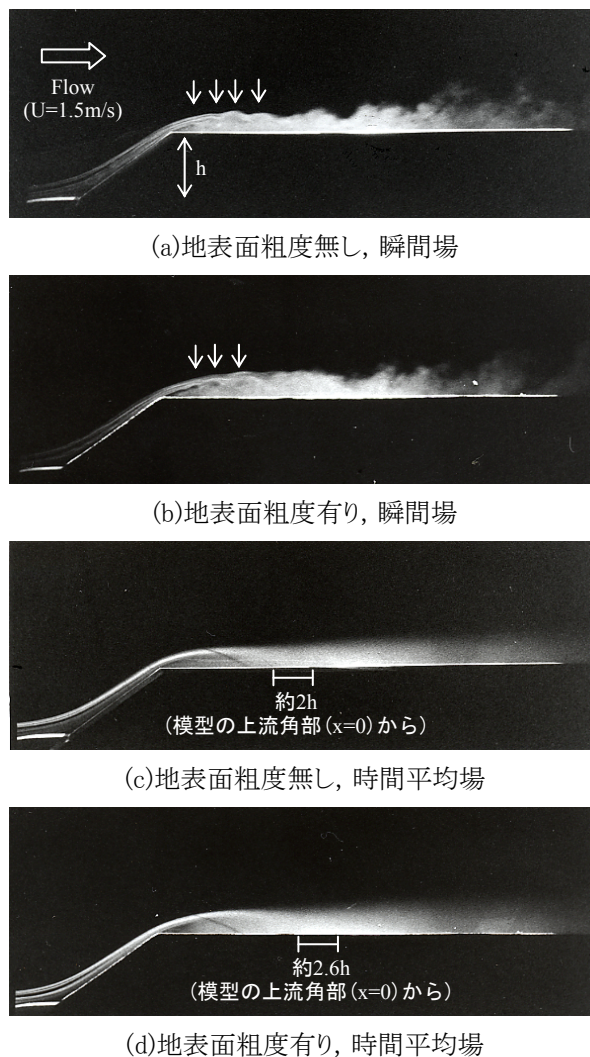


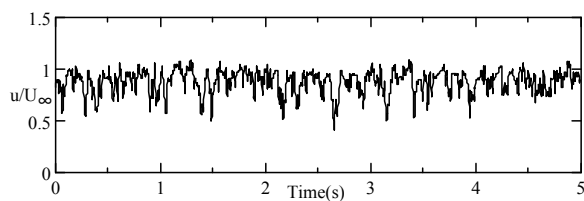
Fig.14 スモークワイヤー法による流れ場の可視化、スパン中央断面($y=0$)
Flow visualization
by using the smoke-wire technique($y=0$)

Fig.14に瞬間場と時間平均場における流れの様子を示す。ここで、時間平均場におけるカメラの露出時間は1sである。Fig.14(a), (b)に示す瞬間場では、地表面粗度の有無に関わらず、模型斜面から剥離したせん断層がケルビン・ヘルムホルツ不安定に起因した孤立渦(図中に矢印で表示)に巻き上がっている¹³⁾。これらの孤立渦は次々に合体して剥離バブルを形成し、ここから大規模渦(横渦)が放出されて流下している¹³⁾。特にここで注目したいのは、剥離バブルの大きさの差異である。剥離点が模型の上流角部($x=0$)に固定されているにも関わらず、地表面粗度の有無によりその大きさには有意な違いがある。Fig.14(c), (d)に示す時間平均場と併せて観察するとその違いがより明確に分

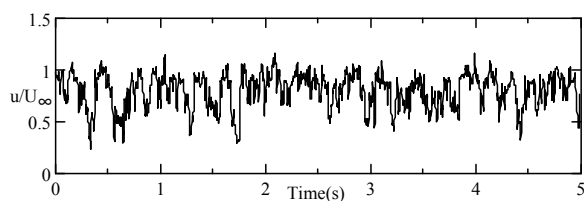
かる。地表面粗度を有する場合には、それが無い場合に比べて剥離バブルは全体的に大きい。つまり、地表面粗度の影響により剥離バブルの主流方向(x)の長さ(剥離せん断層の再付着位置)は伸びを示し、かつ鉛直方向(z)の厚さは増加している。Fig.12, Fig.13に示す気流性状の違いは、この剥離バブルの大きさの違いを反映したものである。可視化写真から判断した剥離せん断層の再付着位置をFig.14(c), (d)に示す。但し、それは変動分を含む。両者を比較すると、地表面粗度を有する場合は、それが無い場合に比べてかなり長い。剥離せん断層の再付着長さに関して、その定量的な評価の試みは後述する。

c)FFTによる大規模渦放出のスペクトル解析

Fig.14で示したように、地表面粗度の有無に関わらず、模型斜面から剥離したせん断層は剥離バブルを形成し、そこから大規模渦が周期的に放出されて流下している。ここでは、大規模渦の放出周期に対する地表面粗度の影響について考察する。この目的に対し、 u/U_∞ のスペクトル解析を行った。その位置はFig.9に示すA点($x/h, y/h, z/h$)=(3, 0, 0.29)である。Fig.15にスペクトル解析に用いた u/U_∞ の時系列データ(100s, 50,000個)の一部(0~5s)を示す。両者ともに剥離バブルから放出された大規模渦が周期的に計測点Aを通

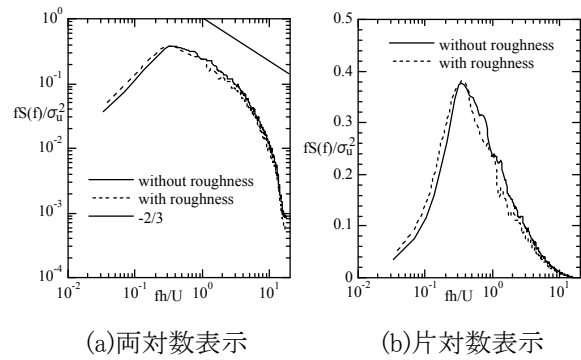


(a)地表面粗度無し



(b)地表面粗度有り

Fig.15 u/U_∞ の時系列データ,
($x/h, y/h, z/h$)=(3, 0, 0.29), SFP
Time series of u/U_∞ at ($x/h, y/h, z/h$)=(3, 0, 0.29), SFP



(a)両対数表示 (b)片対数表示

Fig.16 u/U_∞ の変動成分に対する
パワースペクトル, SFP

Power spectra for the fluctuations of u/U_∞ , SFP

過している様子が伺える。特に地表面粗度を有する場合にはその影響により、それが無い場合に比べて変動の振幅がかなり大きい。

パワースペクトルの計算にはFFT(高速フーリエ変換)を用いた。 u/U_∞ の全データ(50,000個)を1024個(=2¹⁰個)ごとに48分割し、その変動成分に対してパワースペクトルを求め、これらのアンサンブル平均を行った。その結果をFig.16に示す。縦軸は周波数 f と乱れ強さで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 $St(=fh/U)$ を示す。ここで、 h は模型高さ、 U は一様流入風速である。地表面粗度の有無に関わらず、両者の結果に差異は見られない。Fig.16(a)では、慣性小領域においてコルモゴロフの-2/3則がほぼ再現されている。Fig.16(b)では、大規模渦の放出に対応するスペクトルの鋭いピークが $St=0.35$ に見られる。これは $f=5\text{Hz}$ (周期0.2s)となり、両者ともに1s間に約5個の大規模渦が計測点Aを通過していることを意味する。

d)剥離-再付着長さの検討

この節では、地表面粗度の有無に伴い、剥離せん断層の再付着長さに差異が生じるメカニズムを考察する。Fig.17に地形模型の上流角部($x=0$)における平均速度プロファイルを示す。特に鉛直方向(z)に $\Delta z/h \approx 0.0095$ ($\Delta z=1\text{mm}$)でトラバース計測し、模型表面近傍の詳細なデータを採取した。この図から地表面粗度の有無に起因して、両者に有意な違いがあることが見て取れる。地表面粗度を有する場合には、それが

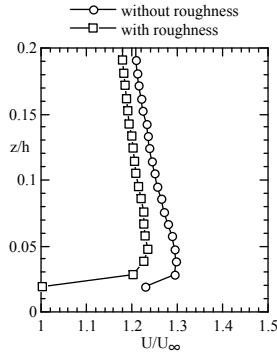


Fig.17 地形模型の上流角部($x=0$)における平均速度プロファイル, SFP
Mean-velocity profile at $x=0$, SFP

無い場合に比べて図中の全高さレベルで U/U_∞ の値が小さくなっている。その傾向は地表面に向かうほど顕著である。この結果から、剥離せん断層の再付着長さに差異が生じるメカニズムについて、以下のようなシナリオが推測される。地表面粗度を有する場合には、その影響により地表面近傍で速度が大きく欠損される。これは模型斜面から生成される渦度の大きさに直接影響を与える。すなわち、模型斜面から生成される渦度(運動量)が小さくなり、模型の上流角部($x=0$)から剥離したせん断層が再付着する勢いは弱められる。結

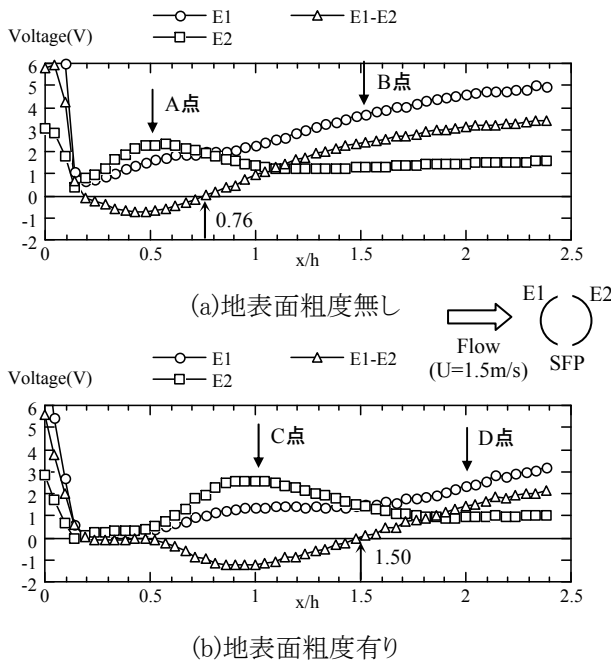
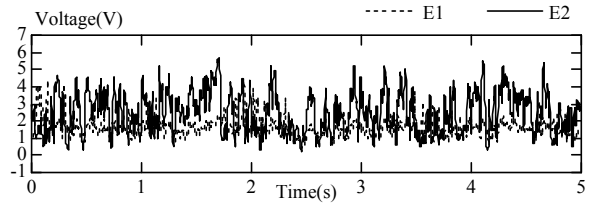
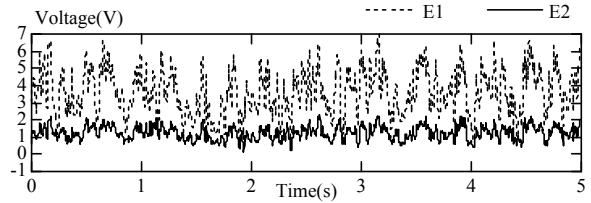


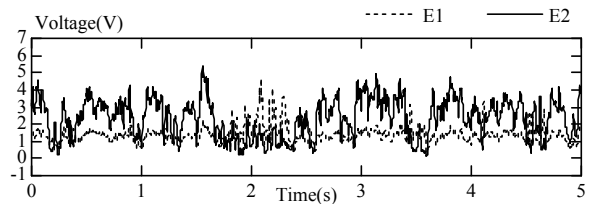
Fig.18 地表面近傍の平均電圧の分布,
 $z/h \doteq 0.05$, SFP
Distribution of the mean-voltage at $z/h \doteq 0.05$, SFP



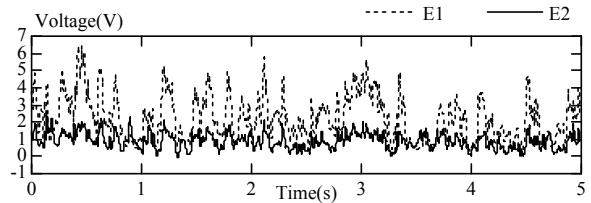
(a)Fig.18(a)のA点, $x/h=0.5$



(b)Fig.18(a)のB点, $x/h=1.5$



(c)Fig.18(b)のC点, $x/h=1.0$



(d)Fig.18(b)のD点, $x/h=2.0$

Fig.19 E1, E2の出力電圧の時系列,

$z/h \doteq 0.05$, SFP

Time series of the law-voltage from E1 and E2

at $z/h \doteq 0.05$, SFP

果として、剥離せん断層の再付着距離は地表面粗度が無い場合に比べて伸びを示すこととなる。

次に剥離せん断層の再付着長さに関して、その定量的な評価への試みを示す。ここでは、SFPを地表面近傍の $z/h \doteq 0.05$ ($z=5\text{mm}$)に設置し、地形の上流角部($x=0$)から $\Delta x/h \doteq 0.05$ ($\Delta x=5\text{mm}$)で移動させてデータを取得した。Fig.18に平均電圧の分布を示す。図中に示すように、SFPの上流側の熱膜からの出力電圧をE1、下流側の熱膜からの出力電圧をE2とした。また、Fig.18に示す代表的な場所(x/h)におけるE1, E2の時系列データの一部(0~5s)をFig.19に示す。順流の場合には $E1 > E2$ 、逆流の場合には $E1 < E2$ となることが

予想される。そこで、E1-E2の符号が負から正に変わる位置を剥離せん断層の再付着長さで見ることができ、このように定義した再付着長さをFig.18の上向き矢印で示す。地表面粗度が無い場合には、地形模型の上流角部(x=0)から約0.76h、それが有る場合には約1.50hとなる。この方法においても地表面粗度を有する場合が、それが無い場合に比べて剥離せん断層の再付着長さが明らかに伸びを示す結果となった。但し、Fig.14に示した流れ場の可視化写真から求めた値とはかなりの差異がある。これについてはさらに検討が必要である。なお、Fig.18に示す平均電圧やFig.19に示す時系列データの変動は、Fig.12、Fig.13に示す乱流諸量を反映していることが見て取れる。

4. おわりに

単純化・理想化された状況において風に対する地形効果と地表面粗度の影響を調べることを目的とし、一様流中に置かれた2次元崖状地形を対象に風洞実験を行った。本研究で得られた主な結果は以下に示す通りである。

- 1) 傾斜角度 $\alpha = 25, 35, 45$ 度の模型に関して、地形の上流角部(x=0)で一様流入風速に対する気流の増速率を調べた。主流方向と鉛直方向の平均速度U, Wの鉛直プロファイルには傾斜角度 α の影響が見られるが、スカラー風速 $U_N (= (U^2 + W^2)^{0.5})$ の鉛直プロファイルはほぼ同じ傾向を示した。気流の最大増速率は地表面近傍に出現し、その値は約1.38であった。
- 2) 傾斜角度 $\alpha = 35$ 度の模型について、X型熱線プローブとスプリットフィルムプローブ(SFP)を用いて後流域の気流計測を行った。SFPでは、X型熱線プローブでは捉えることが出来ない剥離バブル中の減速や逆流が精度良く再現された。乱れ強さの分布については、すべての計測位置でX型熱線プローブとSFPに差異は見られなかった。
- 3) 傾斜角度 $\alpha = 35$ 度の模型について、気流性状に対する地表面粗度の影響を調べた。 $1 \leq x/h$ の低層部では両者の違いが明確に見られた。特に $1 \leq x/h \leq 2$ ではその違いが顕著であった。地表

面粗度が有る場合では、それが無い場合に比べて U/U_∞ の減速と逆流の程度が大きい。同時に U/U_∞ がピークをとる位置が、地表面粗度が無い場合に比べて若干高い。これは剥離バブルの大きさの違いに起因している。乱れ強さの分布では、地表面粗度を有する場合には $1.5 \leq x/h \leq 2$ の $z/h < 1$ において、それが無い場合に比べて値がかなり大きい。また U/U_∞ と同様、 $1 \leq x/h \leq 2$ ではそのピーク位置が上方に若干シフトしている。

- 4) 地形模型を過ぎる気流の様子を視覚的に捉えるため、傾斜角度 $\alpha = 35$ 度の模型を対象にスモークワイヤー法により流れ場の可視化を行った。地表面粗度の有無に関わらず、両者ともに模型斜面から剥離したせん断層が孤立渦に巻き上がり、それが形成する剥離バブルから大規模渦(横渦)が放出されて流下していく様子が観察された。
- 5) u/U_∞ の変動成分に対してFFTによるスペクトル解析を行い、大規模渦の放出周期に対する地表面粗度の影響について考察した。その結果、両者ともに大規模渦放出に対応するスペクトルのピークが $St = 0.35$ に見られ、地表面粗度はほとんど影響しないことが示された。
- 6) 地表面粗度の有無は剥離バブルの大きさに直接影響を与える。地表面粗度を有する場合には、その影響により地表面近傍で速度が大きく欠損される。これは模型斜面から生成される渦度の大きさに直接影響を与える。すなわち、模型斜面から生成される渦度(運動量)が小さくなり、模型の上流角部(x=0)から剥離したせん断層が再付着する勢いは弱められる。結果として、剥離せん断層の再付着距離は地表面粗度が無い場合に比べて伸びを示す。流れ場の可視化から判断すると、その値は地表面粗度が無い場合には、地形模型の上流角部(x=0)から約2h、それが有る場合には約2.6hであった。
- 7) 剥離せん断層の再付着長さに関して、その定量的な評価を試みた。この目的に対し、SFPを地表面近傍の $z/h \doteq 0.05$ に設置し、模型の上流角部

($x=0$)から主流方向にトラバース計測した。得られた出力電圧の差の符号が、負から正に変わる位置を剥離せん断層の再付着長さとした。その結果、流れ場の可視化写真から求めた値とは差異が見られたものの、地表面粗度を有する場合は、それが無い場合に比べて明らかに伸びを示す結果となった。その値は地表面粗度が無い場合には、地形模型の上流角部($x=0$)から約0.76h、それが有る場合には約1.50hであった。

謝辞

本研究において九州大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻大学院生の田鍋義弘君と宮崎康伸君に多大な協力を頂いた。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) 石原孟, 日比一喜:急峻な斜面をもつ3次元孤立峰周りの流れ場の乱流特性, 日本風工学会誌, 第73号, 1997, pp.3-14
- 2) 本田明弘, 斉藤通, 加藤央之:崖状地形における強風に関する研究, 日本風工学会誌, 第81号, 1999, pp.87-96
- 3) 宇都宮英彦, 長尾文明, 野田稔, 坂東信一, 井本昌彦:接近流および粗度変化が2次元丘状地形上の増速効果に及ぼす影響, 第16回風工学シンポジウム論文集, 2000, pp.31-36
- 4) K. Kondo, M. Tsuchiya and S. Sanada : Evaluation of effect of micro-topography on design wind velocity, 日本風工学会誌, 第89号, 2001, pp.585-588
- 5) T. Takahashi, T. Ohtsu, M. F. Yassin, S. Kato and S. Murakami : Turbulence characteristics of wind over a hill with a rough surface, 日本風工学会誌, 第89号, 2001, pp.569-572
- 6) 石原孟, 日比一喜:急峻な山を越える乱流場の数値予測, 日本風工学会誌, 第83号, 2000, pp.175-188
- 7) 中山昭彦, 岸修士郎:ラージ・エディター・シミュレーションによる実地形上気流の予測, 応用力学論文集, Vol.3, 2000, pp.737-744
- 8) 李春鉉, 持田灯, 他三名:LESによる地形まわりの局所風況予測(その1), 2次元山越え気流を対象とした地表面粗度の影響の検討, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 2000, pp.699-700
- 9) 内田孝紀, 大屋裕二:ネストグリッドを用いた複雑地形上の風況予測シミュレーション, 日本風工学会誌, 第92号, 2002, pp.135-144
- 10) 大屋裕二 他13名:大気海洋環境研究のための温度成層風洞(大気海洋システム解析実験設備), 九州大学応用力学研究所所報, 第75号, 1993, pp.147-165
- 11) 大屋裕二, 渡辺公彦, 杉谷賢一郎:大気成層流の風洞シミュレーションとその可視化, 第14回風工学シンポジウム論文集, 1996, pp.79-84
- 12) M. Kiya and K. Sasaki : Structure of a turbulent separation bubble, J. Fluid Mech., Vol.137, 1983, pp.83-113
- 13) 木谷勝 : はく離・再付着流れの乱流構造, 日本機械学会論文集, (B編), 55巻, 511号, 1989, pp.559-564
- 14) 佐々木久朗, 木谷勝 : スプリットフィルムプローブによる逆流流域の乱流測定, 日本機械学会論文集, (B編), 51巻, 465号, 1985, pp.1615-1618
- 15) 石原孟, 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, 第72号, 1997, pp.21-34