

山越え風の数値解析および実験的研究

Experimental and Numerical Studies on Flow past a Three-dimensional Hill

岡島 厚*・葛見 俊之**・木綿 隆弘***

Atsushi OKAJIMA, Shunshi KUZUMI and Takahiro KIWATA

*正会員 工博 金沢大学工学部機能機械工学科教授(〒920-8667 金沢市小立野 2 丁目 40 番 20 号)

**工修 住友重機械工業株式会社 (〒141-8686 東京都品川区北品川 5 丁目 9 番 11 号)

***博(工) 金沢大学大学院自然科学研究科助手(〒920-8667 金沢市小立野 2 丁目 40 番 20 号)

This paper describes experimental and numerical studies on flow past a three-dimensional hill which has maximum slope about 23° . The experimental study was carried out in a wind tunnel having a working section of $0.8\text{m} \times 0.8\text{m} \times 5.0\text{m}$ in size. The characteristics of flow were investigated by flow-visualization and measurement used LDV(Laser Doppler Velocimeter). Flow field was visualized with TiCl_4 and the oil film method. Measured profiles of mean velocity and turbulence intensity for the two velocity components (x, z) are presented. The numerical study was carried out using $k-\varepsilon$ model and the results were compared with measured results. The results show that the flow pattern in the lee side of a hill closely depends on the constant values of $k-\varepsilon$ model.

Key words : Flow Visualization, $k-\varepsilon$ Model, Separation, Mean Velocity, Turbulence Intensity, Laser Doppler Velocimeter

1. はじめに

地形の影響を受けた風の挙動を知ることは、構造物の風荷重評価、航空機の運行、大気汚染物質の拡散等において重要である。特に強風、突風に関しては鉄塔、送電線等に被害を与えるため、従来から気象観測や風洞実験が行われてきた。一般的には地形の影響を受けた風は傾斜角が 17° くらいまでの緩やかな地形上では地表に沿って流れ、 17° を越すと剥離を起こすことが知られている¹⁾。しかし、山の後流域での流れ場の形態、山の形状が流れ場に与える影響は未だ十分には明かされていない。そのため、これまでに複雑地形を越える流れを知るため、まず二次元の地形やベル形、円錐形等の単純な地形を越える気流について、地形から受ける定性的、定量的な影響が調べられてきた。

渡辺ら²⁾は二次元の山模型(傾斜角 26.6°)を用いた風洞実験で、気流の測定及びスモーク・ワイヤ法による可視化を行い、山の高さの 7 倍程度の後方まで楕円で近似される剥離領域が形成されることを確認した。孤立峰に対し、泉³⁾は電解沈澱法により傾斜角の異なる 3 種類の円錐形の模型を用いて可視化実験を行った。この場合、流速が遅い時円錐前縁に馬蹄鉄状の渦(Horseshoe Vortex)、後流に一對の後引き渦(Trailing

Vortex) が放出され、流速が速い場合には、馬蹄鉄状とチェーン状のつながりをもつ Harf-ring 状の渦(Harf-ring Vortex) が周期的に放出されることを見出している。Hunt ら⁴⁾も孤立峰上の気流の計測および水槽を用いた煙の拡散に関する研究を行い、上流側山麓に乱れの大きい地点があること、山頂部と山の側面で乱れが小さくなることを報告した。Arya ら⁵⁾は勾配が 26.5° と 17.5° と異なる 2 種類の円錐形の模型を用いて実験し、 17.5° の模型背後に形成される再循環領域は断続的で、 26.5° の場合、明瞭な再循環領域が存在することを示した。また剥離域から十分に離れた後流域においても詳細な研究が行われている。Castro ら⁶⁾は三次元物体後方の再循環領域の長さが丘陵の縦横比及び風下斜面の角度に強く依存していることを示した。孟ら⁷⁾はスプリットファイバースローブを用いて、余弦の 2 乗関数であらわされる模型(最大傾斜 32°)の背後に剥離領域があり、後流域における 2 つのタイプの組織運動の存在をスペクトル解析で明らかにしている。以上の研究では気流の測定は熱線プローブを用いて行われた。

一方、数値計算では、気象の分野において局地的な流れの現象を十分に理解するために工学の分野で用いられる $k-\varepsilon$ 、LES 等の乱流機構の大気境界層への適用が試みられている。しかし、これらのモデルでは、

単純な円柱や角柱まわりの計算でさえ種々の補正を与えているのが現状である。

そこで本研究では、山越え風の計算において基本的な地形であるベル形地形を対象に k - ε モデルで乱流域の流れ場を計算し、渦動粘性に種々の補正を加えた場合の山越え気流の剥離特性及び渦生成への影響を調べた。さらに風洞による可視化実験と気流を乱さずに流れ場を測定できるレーザ流速計 (Laser Doppler Velocimeter, LDV) を用いた実験を行い、計算結果と比較・検討を行い、 k - ε 法の適用性を調べた。

2. 風洞実験

2.1 実験装置

実験装置の概略図を図-1に示す。実験はゲッチング型風洞(測定部 $0.8 \times 0.8 \times 5.0\text{m}$)を利用し、風洞内に大気境界層を再現させるため、測定部上流側にチェーン(太さ 12mm)による粗度を流れに対して垂直に、不等間隔に配置した。気流の測定にはX形熱線プローブとHe-Neレーザ流速計の2種類を用いた。レーザビームの交差角は 10.65° 、焦点距離は 152mm である。また、レーザ流速計による計測には流体内に測定粒子を必要とするため、粗度用チェーンの一部を塩化ビニールパイプに変え、超音波加湿器から連続的に水蒸気を供給した。レーザ流速計の特徴は、非接触測定で流れを乱さないこと、また設定方向の速度成分(u)をその直交成分(v, w)の影響なく測定できる等の利点が上げられるが、短所としては計測データが測定粒子に依存するため、それによる誤差を含むことがあり、注意しなければならない。このため測定データをワークステーションへ転送して、明らかに認識される異常データを取り除いた後、平均風速、乱れ強さを求めた。流れの可視化は、表面近傍の流れの

時間平均的な方向や表面上の剥離域の形状を見るために油膜法(風洞風速 15.0m/s)を用い、さらに、空気中の水分と反応して白煙を発生する四塩化チタン(風洞風速 1.0m/s)を用いて剥離後流域全体の流れを観察した。供試模型は、高さ 40mm 、最大傾斜約 23° の勾配をもつベル形模型であり、アプローチ上流端部で高さ $h=0\text{mm}$ になるように模型との間に平板を設置した。模型の形状を次式で示す。 $H_s=40.0\text{mm}$ 、 $a=80.0\text{mm}$ として、

$$h(x)=H_s/(1+(x/a)^{3/2}) \quad (1)$$

なお、数値シミュレーションは標高 500m のベル形模型の流れの計算を行ったので、その場合の供試模型の縮尺は $1/12500$ となる。

2.2 実験条件

アプローチ・フローの測定には、まずX形熱線プローブを用いて行った。測定に際し、風洞内に再現した乱流境界層の特性値は風洞風速 U を 5.0m/s とすると、図-2に示す鉛直分布が得られる。この場合、境界層の厚さ δ は約 100.0mm 、風速の鉛直分布よりべき指数は 0.145 (約 $1/7$) である。また、排除厚さ δ^* 及び運動量厚さ θ^{δ^*} は、それぞれ $\delta^*=12.8\text{mm}$ 、 $\theta^{\delta^*}=9.9\text{mm}$ である。図-3には x, y, z の3方向の乱れ強さの鉛直分布を示す。 $\sigma_u/U, \sigma_v/U$ の最大値は地表面近傍で($\sigma_u/U, \sigma_v/U, \sigma_w/U$)=(約 9.5% , 約 7.0% , 約 4.6%) であり、 σ_u に対して σ_v は 0.73 倍、 σ_w は 0.48 倍の乱れ強さをもつ。また、 $\sigma_u/U, \sigma_v/U, \sigma_w/U$ の分布は、Arya ら⁵⁾の実験結果の分布形状と一致し、特に、 z 方向の σ_w/U は、壁の影響により最大値は比較的高い z の位置で生ずる。Arya ら⁵⁾の実験の場合、地表面近傍で σ_u/U は約 11.5% 、 σ_w/U は約 6.2% であり、本実験はこれらの値より乱れがやや小さい。

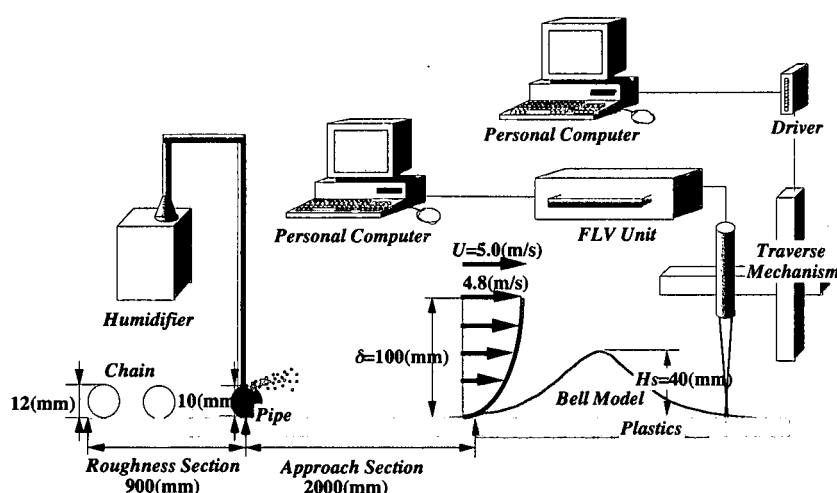


図-1 実験装置概略図

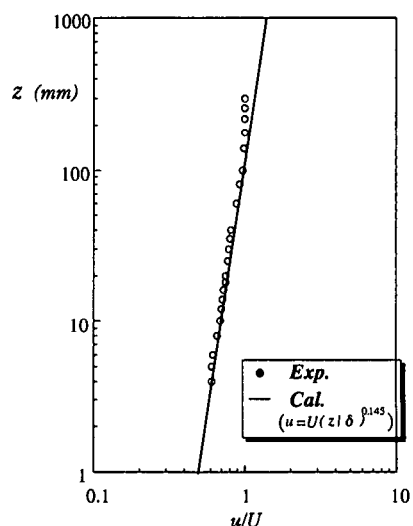


図-2 流入気流の平均風速の鉛直分布

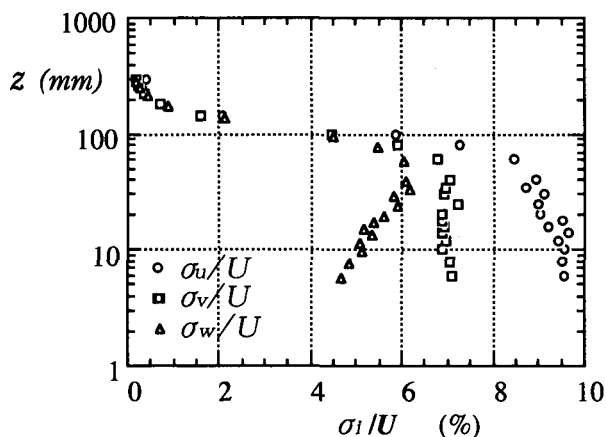
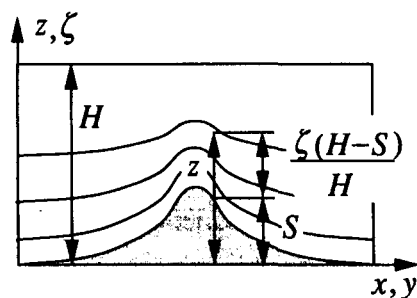


図3 流入気流の乱れ強さの鉛直分布



z : 地形に従った鉛直座標
 ζ : 座標変換後の鉛直座標
 S : 山の高さ
 H : 計算領域の高さ

$$\zeta = \frac{H(z-S)}{(H-S)}$$

図-4 座標変換

表1 計算条件

Case1	Standard model	$c_\mu = 0.09$ $c_1 = 1.44$ $c_2 = 1.92$ $\sigma_k = 1.0$ $\sigma_\varepsilon = 1.3$
Case2	Kato&Launderの補正	$c_\mu = \min\left[0.09, \frac{0.3}{1+0.35S^*}\right]$ $c_1 = 1.44$ $c_2 = 1.92$ $\sigma_k = 1.0$ $\sigma_\varepsilon = 1.3$
Case3	Duynkerkeの補正	$c_\mu = 0.033$ $c_1 = 1.46$ $c_2 = 1.83$ $\sigma_k = 1.0$ $\sigma_\varepsilon = 2.38$

3. 数値シミュレーション

3.1 計算方法

支配方程式の連続の式、運動量方程式、乱流モデルに k - ε モデルを用いて解いた(式(2)~(5))。計算アル

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\bar{u}_i \bar{u}_j + \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (3)$$

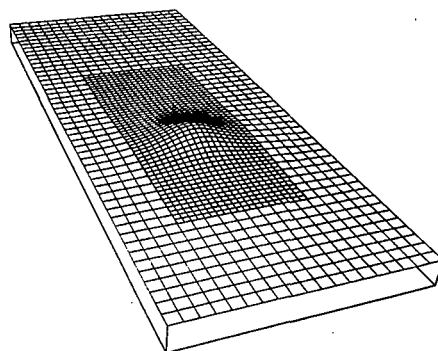
$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon \quad (4)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_1 \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (5)$$

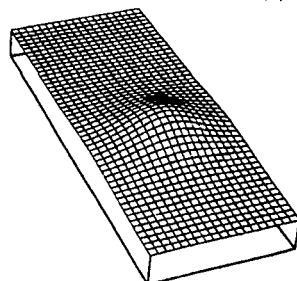
$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad P_k = C_\mu \varepsilon S \Omega$$

$$S = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad \Omega = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2}$$

ゴリズムはMAC法を用い、式の離散化には時間項にCrank-Nicolson法を、空間微分についてはN-S方程式の対流項にKawamura-Kuwaharaスキーム、 k - ε 輸送方程式の対流項に一次風上差分、その他の項に二次精度中心差分を用いた。圧力の反復計算はSOR法で解いた。 k - ε 輸送方程式中の生成項にはKatoら⁹⁾が用いた補正を適用した。また、 k - ε モデル中の各定数値に対して、表-1に示すように種々な試みを行った。Case1は標準的な k - ε モデルで用いられる定数値である。Case2はKatoら⁹⁾が角柱に用いた補正で、Case3はDuynkerke¹⁰⁾が大気境界層に対して用いた定数値で



(a) 計算格子全体図



(b) 内側の計算格子

図-5 計算格子

ある。なお、本計算では流れ場を強風(中立)時と想定したため、温度のパラメータは考慮しなかった。

3.2 計算条件

流れ場は非定常、非圧縮、粘性流れとし、計算格子は水平方向に等間隔直交座標、鉛直方向に地形の影響を考慮した図-4に示す座標系を適用した。そして、地表付近は細かく、上方ほど格子が粗くなるよう不等間隔とした。さらに、図-5に示すように格子間隔の大きい外側の計算領域と山周辺のみ格子間隔が1/2の領域(b)を組み合わせた多重格子を用い、実標高500mの山頂付近で地形形状を正確に表現するようにした。水平格子間隔は図-5(a)の外側格子で実寸法250m、図-5(b)の内側格子において間隔125m、鉛直方向は最下層で20mである。入口および初期条件は

表 2 初期条件

速 度 :	接地層に1/7乗則、上空に一樣流(20(m/s))
k :	風洞実験値
$\epsilon = \frac{C_\epsilon k^{3/2}}{L}$	C _ε : 係数値 L: 混合距離

表 3 境界条件

入 口	初期条件と同様
出 口	$\partial \phi / \partial x = 0 \ (\phi = \bar{u}_p, p, k, \epsilon)$
側 面	$\partial \phi / \partial y = 0 \ (\phi = \bar{u}_p, p, k, \epsilon)$
地表面	Slip条件 (k-ε model) $\epsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa h} \quad \kappa = 0.4$ h : 壁面からεの定義点までの距離 Non-Slip条件 (層流)
上 空	$\partial \phi / \partial z = 0 \ (\phi = \bar{u}_p, p) \quad k = const.$

風洞実験による入口位置の速度分布、乱れ分布の値を与えた。その詳細を表- 2、3に示す。

4. 実験結果及び計算結果と考察

4.1 可視化実験結果

図-6、7に油膜法と四塩化チタンを用いた可視化実験結果を示す。図-6において、スピンドル油と酸化チタンの混合液の油膜が山頂部よりやや下流の領域に、三日月状に溜まっていることが観察され、流れが山頂部で剥離を起こし、山の下流側で逆流していることが推測される。次に、山周辺の全体流れの様相を観察するために、四塩化チタンを用いた可視化結果を図-7(a)に示す。山頂部の下流側で円弧状の剥離線ができる。円錐を用いた可視化¹¹⁾でも一對の渦が交互に放出されることが報告されているが、本実験においても剥離線の両端に山腹から回り込む流れによって形成される左右一對の2つ渦が観察される。また上流側斜面では山の形状が緩やかであるため馬蹄渦の放出はない。図-7(b)は後流渦の三次元的挙動を見るため、斜め後方から撮影した写真である。図-7(a)で見られた左右一對の渦が上空へ巻きながら後流域へ流れていく様子が明瞭に見られる。この場合、可視化法の違いにより風速は1桁以上小さくしたが定性的な流れの様相は把握出来たと考えられる。

4.2 レーザ流速計による流速分布

(1)水平分布

まず、レーザ流速計によるx-y水平面における流速ベクトルの水平分布を示す。図-8は、地上高さz/Hs=0.025 (実標高12.5m)における速度ベクトルと主流方向速度がゼロとなる等値線である。測定を行った山の高さがz/Hs=0.4 (200m)以上の領域内では、山

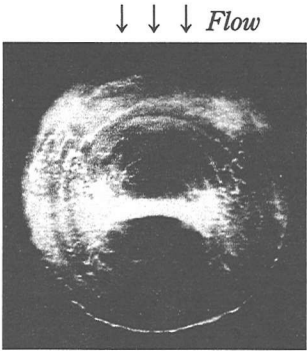
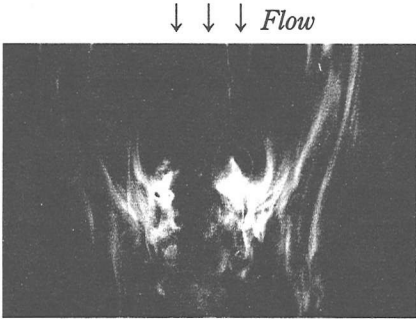
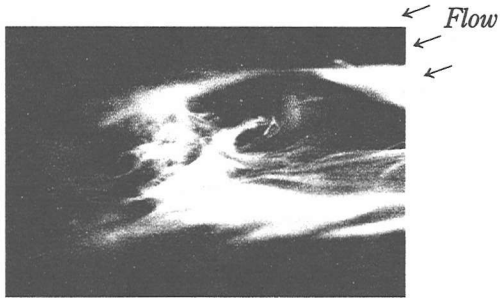


図-6 油膜法による可視化写真



(a) 真上から撮影



(b) 斜め後方から撮影

図-7 四塩化チタンを用いた可視化写真

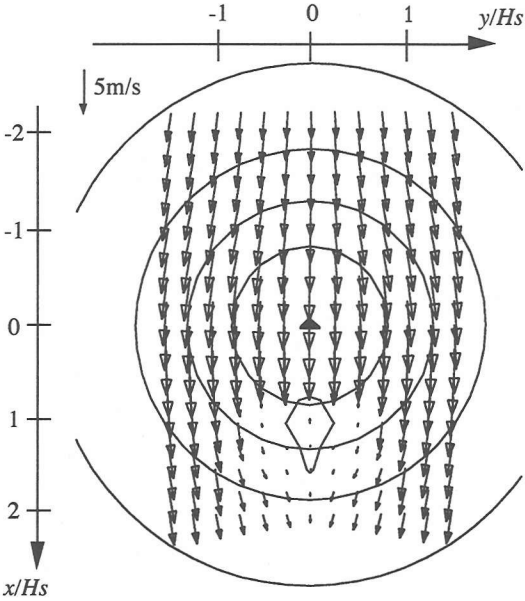
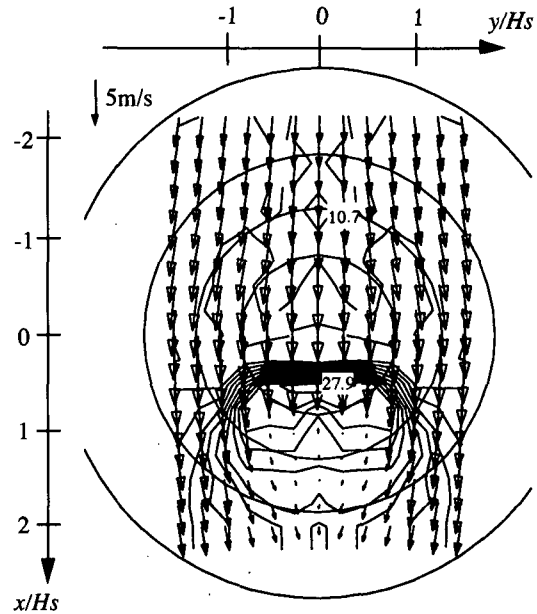


図-8 地上高さ z/Hs=0.025 (12.5m) における速度ベクトルと主流速度がゼロの等値線
[同心円は z/Hs=0.2 (100m) おきの山の等高線]

頂部だけでなく $x/H_s=0$ 上のどの地点においても、上流側の領域と比較して流速が増加し、山頂部において上空風速とほぼ同じ 5.0m/s である。

図-9には同様に地上高さ $z/H_s=0.025$ (12.5m)における主流方向および水平方向の乱れ強さの等値線を示す。主流方向速度成分 u は、山頂部背後の中心線上 ($x/H_s, y/H_s$) = (0.5, 0) で、ピーク値 (27.9%) を示し、 v 方向成分については、中心線上より少し左右にはずれた地点 ($x/H_s, y/H_s$) = (0.75, ± 0.25) でピーク値 (24.0%) が現れる。逆流域においては速度成分 v の乱れ強さは周辺の領域より若干低い (16.5%)。 $x/H_s=0.5$ より下流域では、両成分とも中心線より少しずれた $y/H_s=0.25 \sim 0.75$ に乱れの強い領域が広がっており、可視化実験において観察された山の背後に形成される一対の渦形成に対応している。また、可視化写真では上流側において馬蹄渦は確認されなかったが、傾斜角が最も急な ($x/H_s, y/H_s$) = (-1.25, 0) 付近で u, v 両成分とも高い値 ($\sigma_u/U, \sigma_v/U$) = (10.7%, 10.0%) を示している。

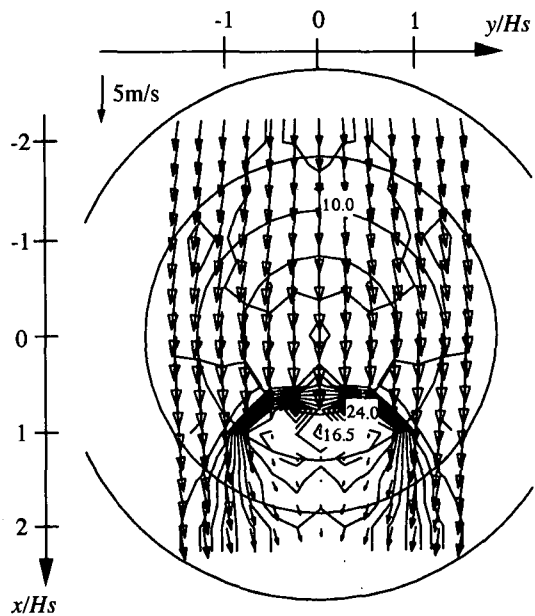


(a) 主流方向速度成分の乱れ強さの等値線と速度ベクトル

(2)鉛直分布

次に、レーザ流速計による x - z 面における流速ベクトルの鉛直分布を図-10(a)(b)に示す。図-10は中心線上における乱れ強さの鉛直分布で、同心円は実スケールで 100m おきの等高線を示す。上流側の中腹では図-9で示したように、模型の傾斜が最も急になる $x/H_s=-1.25$ の地表面近傍において、両成分とも乱れ強さが流入気流より大きな値 ($\sigma_u/U, \sigma_v/U$) = (12.5%, 9.5%) を示す。このような上流側斜面の地表面近傍における乱れ強さの増加は、Hunt ら⁴⁾の実験においても報告された。図-10(b)の中心線より少しずれた $y/H_s=-0.75$ の上流斜面ではそのような乱れ強さの増加は見られない。地表面付近で増速する $x/H_s=0$ 上では乱れ強さは小さくなる。

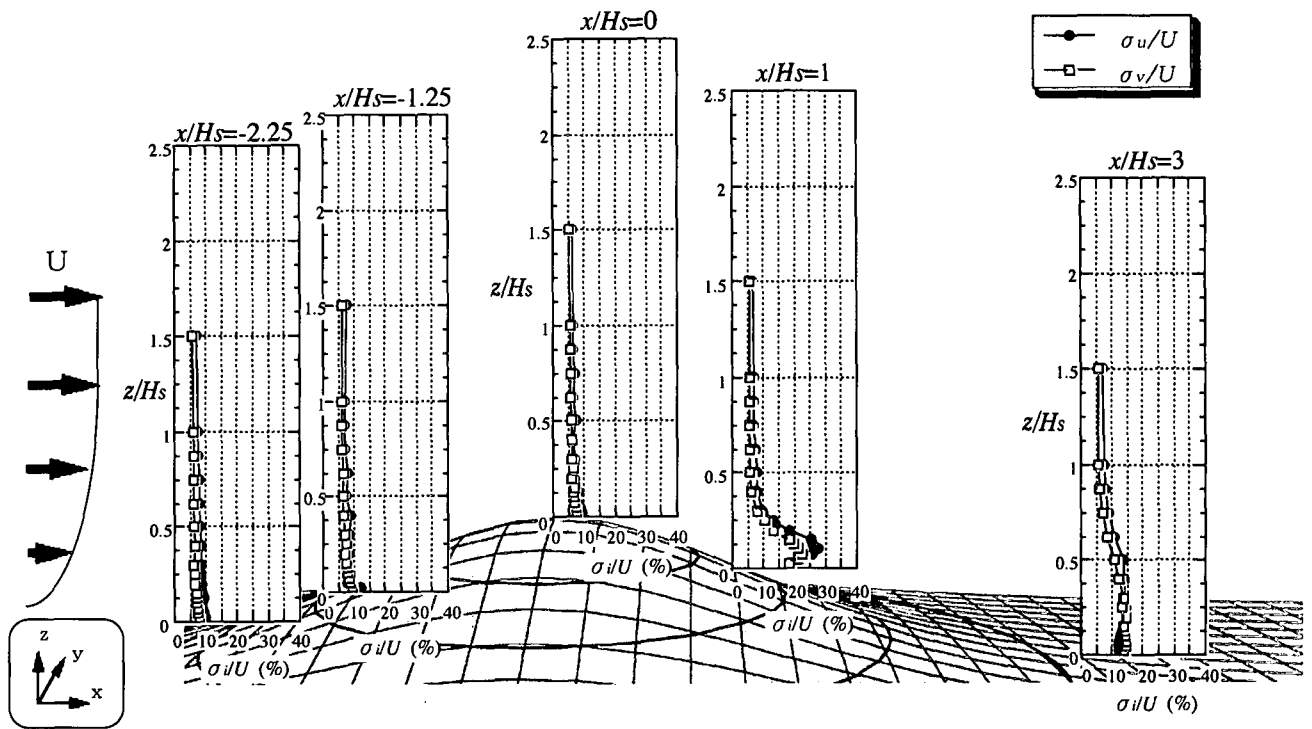
下流側領域の中心線上の鉛直分布では u, v ともピークをもつ鉛直分布を示し、特に流れが剥離域に入る $x/H_s=1$ において乱れ強さの最大値は ($\sigma_u/U, \sigma_v/U$) = (27.2%, 22.5%) となり、地表面付近においても ($\sigma_u/U, \sigma_v/U$) = (20.0%, 18.4%) と大きな値となる。同様な孤立峰に対して風洞実験を行った孟ら⁷⁾と Arya ら⁵⁾の実験ではさらに下流の領域においても速度成分 u の乱れ強さの鉛直分布で、明確なピークが現れたが、本模型形状がなだらかなため、 $x/H_s=3$ の下流域の鉛直分布においては、もはや明瞭なピークは見られない。速度成分 v の乱れ強さの鉛直分布においては、孟ら⁷⁾の実験のように、地表面近傍にそのピークが移行し、($x/H_s, y/H_s$) = (1, 0) では地表面付近でピークとなる。そして、図-10(b)の ($x/H_s, y/H_s$) = (1, -0.75) においては速度成分 u, v の乱れ強さの最大値は中心線上で



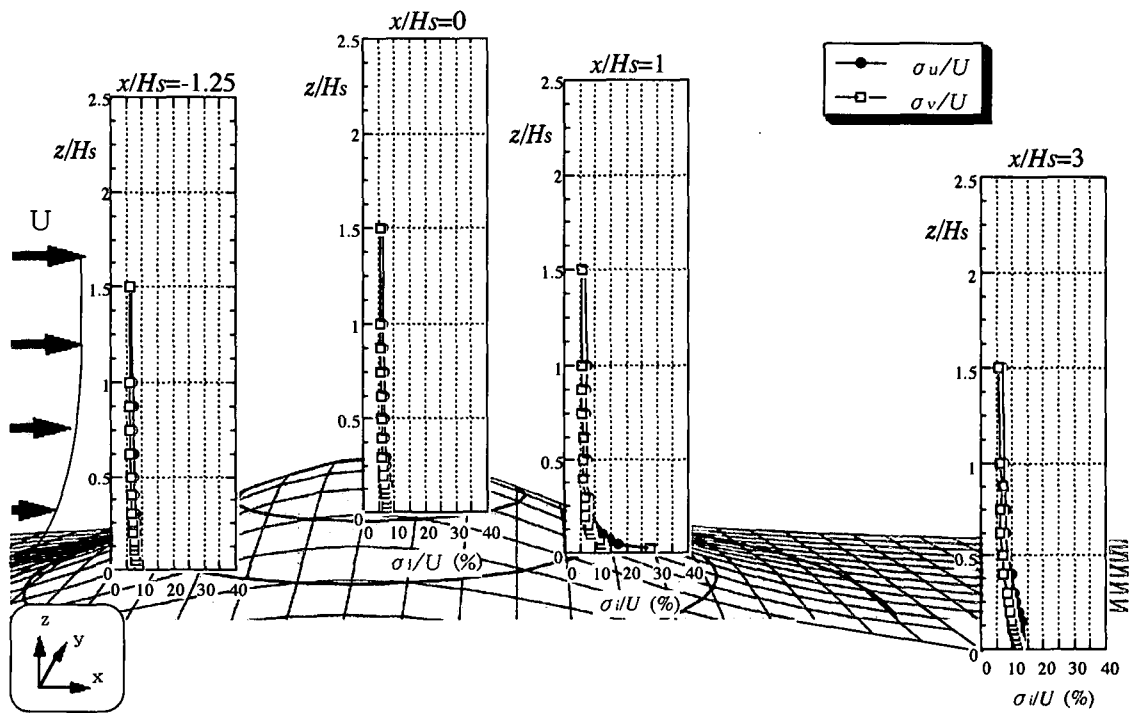
(b) 水平速度方向成分の乱れ強さの等値線と速度ベクトル

図-9 地上高さ $z/H_s=0.025$ (12.5m)における主流方向および水平速度方向成分の乱れ強さの等値線と速度ベクトル

測定された値より大きく ($\sigma_u/U, \sigma_v/U$) = (28.5%, 27.7%) となり、可視化実験で観測された山背後に形成される一対の渦に対応するものと考えられる。さらに下流の $x/H_s=3$ においては中心線 $y/H_s=0$ で測定された分布と同様に、 u 成分の乱れ強さは上空でなだらかなピークをとり、 v 成分の乱れ強さは地表面付近で最大となる。



(a) $y/H_s=0$ における乱れ強さの鉛直分布



(b) $y/H_s=-0.75$ における乱れ強さの鉛直分布

図-10 主流方向および水平速度方向成分の乱れ強さの鉛直分布

4.3 数値シミュレーション結果と風洞実験値との比較

図-11には、3種類の異なる $k-\epsilon$ モデルによる最下層における計算結果を示す。いずれの計算においても風洞実験で確認された山の背後で剥離を伴う流れ場が再現される。剥離点の位置に大きな違いは見られないが、後流渦の大きさには計算パラメータなどの違いが見られる。定数値 c_μ が小さいCase3では

渦動粘性が小さくなるため、後流渦が大きく、 $x/H_s=4$ にまで及んでおり、剥離領域内での逆流速度も強くなる。図-12には、中心線上($y/H_s=0$)で $x/H_s=0, 1, 1.5, 3$ における速度成分 u の鉛直分布の比較を示す。(a) $x/H_s=0$ の山頂部においては地表面近傍でも上空風速と同程度の値を示す。実験において逆流が測定された(b) $x/H_s=1$ では、いずれの計算の場合でも剥離は

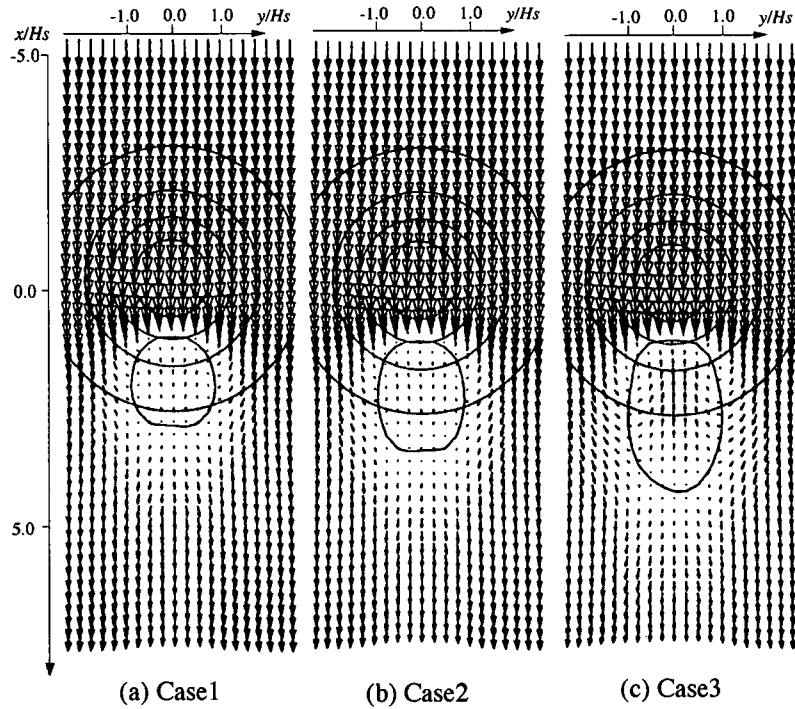


図-11 数値計算の主流速度がゼロの等値線、等高線(同心円)とベクトル線図

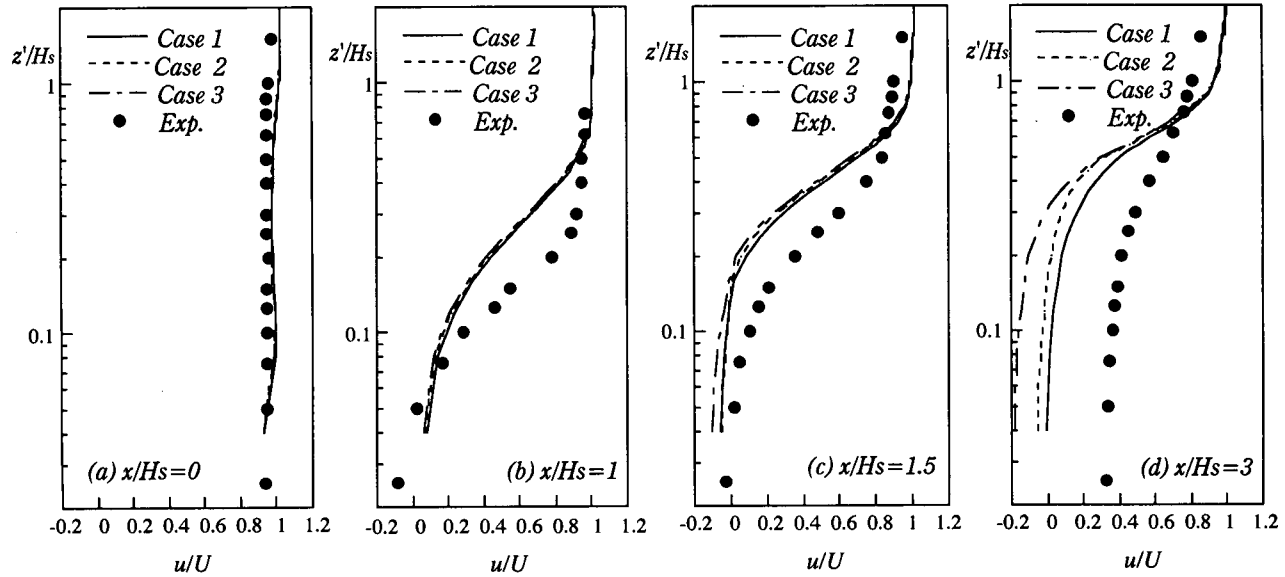


図-12 風洞実験値と数値計算との比較
(風洞実験値の高さは実スケールに換算)

生じない。一方、実験では地表面近傍の $x/Hs=0.75\sim 1.5$ において逆流を示すが、数値シミュレーションでは $x/Hs=1.25$ 付近から逆流が生じ、下流側 $x/Hs=2.8$ (Case1), 3.5 (Case2), 4.5 (Case3)まで逆流域が広がっている。逆流域内の(c) $x/Hs=1.5$ の分布では、渦動粘性の値の違いによる流れ場の相違が見られ、さらに下流の(d) $x/Hs=3$ においてその違いが大きく表われている。全体的に見ると、どの条件を用いても剥離点の位置と逆流域の大きさは実験と正確には一致せず、特に両者の違いが、 $z'/Hs\leq 0.75$ (z' : 高度)で見られる。 $k-\epsilon$ モデルを用いて山岳頂部における流速の増加と模型後流に剥離を伴う流れの様相を計算したが、実験値との対応をさらに上げるためには、極端に大きな規模になるがLESなどによる計算をする必要がある。

5. 結論

ベル形地形を対象に風洞実験及び数値シミュレーションを行い、以下の結論を得た。

- (1)風洞実験でレーザ流速計を用いて、三次元ベル形模型周りの三次元逆流領域の速度分布を測定し、平均速度分布、乱れ分布、逆流領域の大きさなどの定量的値を示した。
- (2)数値計算において $k-\epsilon$ モデルにおける各定数の値の影響などを調べた。流れの剥離の始まる位置の相違は小さいが、逆流域の大きさに相違が見られる。
- (3)計算結果と風洞実験値と比較し、両者の間に定性的な一致が得られるが、剥離領域の大きさや剥離点の位置に違いが現れる。

最後に、実験装置の製作及び実験にご尽力をいただいた本学技術専門官 西田正人氏、ならびに、当時学部生小林慎一君に感謝の意を表す。

参考文献

- 1) 竹内清秀: 風の気象学, 東京大学出版会, pp.62-64, 1997
- 2) 渡辺孝, 中瀬敬之, 福富純一郎: 大気拡散モデル実験に関する研究, 徳大工学部研究報告, No.20, pp.41-46, 1974
- 3) 泉耕二: 孤立峰まわりの流れに関する実験: 筑波大学水理実験センター報告, No.1, pp.33-40, 1977
- 4) Hunt, J.C.R. & Snyder, W.H.: Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three-dimensional hill, *J. Fluid Mech.*, Vol.96, pp.671-708, 1980
- 5) Arya, S.P.S. & Gadiyaram, P.S.: An experimental study of flow and dispersion in the wakes of three-dimensional low hills, *Atmospheric Environment*, Vol.20, No.4, pp.729-740, 1986
- 6) Castro, I.P. & Snyder, W.H.: A wind tunnel study of dispersion from sources downwind of three-dimensional hills, *Atmospheric Environment*, Vol.16, No.8, pp.1869-1887, 1981
- 7) 孟岩, 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, *J. Wind Engineering*, No.73, pp.3-14, 1997
- 8) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, 7th ed., McGraw-Hill, 1979.
- 9) Kato, M. & Launder, B.E.: The modelling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders, 9th symposium on "Turbulent shear flows" Kyoto, Japan, August, pp.16-18, 1993
- 10) Duynkerke, P.G.: Application of the $k-\epsilon$ turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer, *American Meteorological Society*, Vol.45, No.5, 1987
- 11) 恩田善雄, 佐藤浩: 山後流の風洞実験, 第14回流体力学講演会, pp.232-235, 1982

(1998年4月24日受付)