

〔原著論文〕

安定成層場における 山越え気流の三次元数値シミュレーション 非定常な剥離・再付着流れに対する安定成層の効果

九州大学・応用力学研究所 内田孝紀[†], 大屋裕二[‡]

著者らはこれまで有限深さ流路内の丘陵地形を過ぎる安定成層流に関して、差分法 (FDM) による二次元直接数値シミュレーション (DNS) を行い、種々の知見を得た。本研究では、安定成層場における山越え気流について、より現実に近い状況を模擬するため、主流方向 (x) と鉛直方向 (z) で規定される断面をスパン方向 (y) に一様に拡張した三次元 DNS を行った。過去の研究と同様、丘陵地形の上流側地面上には滑り条件を課し、丘陵地形の表面とその下流側地面上にのみ粘着条件を与えた。特に丘陵地形背後の非定常な剥離・再付着流れに対する安定成層の効果に注目し、二次元計算との相違点と類似点などを議論した。中立成層流の $K=0$ と弱い安定成層流の $K=0.8$ では、二次元計算と三次元計算では明らかに異なる様相を呈する。これはスパン方向 (y) における流れの三次元性の出現に起因するものである。これに対して、強い安定成層流の $K=1, 1.3$ では、二次元計算と三次元計算における地形周辺流れは、丘陵地形のすぐ近傍において非常に類似した傾向を示す。これは長波長の風下波が丘陵地形の下流側に励起されるためである。つまり、丘陵地形の下流側に風下波が励起されるような強安定成層場では、スパン方向 (y) への流れの三次元性は強く抑制され、 x - z 断面内の二次元的な流れ場を呈することが示された。

Three-Dimensional Numerical Simulation of Stably Stratified Flows over a Two-Dimensional Hill

- Stratification Effect on an Unsteady Separated and Reattaching Flow -

Takanori Uchida and Yuji Ohya

Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University

(Received 15 September 2002 ; in revised from 31 January 2003)

We have already investigated stably stratified flows over a two-dimensional hill in a channel of finite depth by using a two-dimensional direct numerical simulation (DNS). Through these numerical studies, many findings about flows around the hill are clarified. In the present study, to investigate the flow around the hill under real atmospheric situations, we have performed a three-dimensional DNS. In these calculations, to avoid a troublesome boundary layer effect on the flow around the hill, a free-slip condition was imposed on the ground upstream of the hill and a no-slip condition was imposed on the hill surface and downstream of the hill, much as in the previous numerical studies. Attention is focused on the effect of stable stratifications on the three-dimensionality of unsteady separated and reattaching flow behind the hill for $0 < K < 1.3$. The numerical results were compared

with those obtained from two-dimensional calculations. For $K=0$ and 0.8 , the flows around the hill between two- and three-dimensional calculations exhibit different behavior. This is mainly due to the appearance of the three-dimensionality in the spanwise direction. For $K=1$ and 1.3 , the fully-developed flow fields between two- and three-dimensional calculations exhibit an almost same behavior near the hill, because a stationary lee wave with long wavelength appears downstream of the hill. In other words, for $K=1$ and 1.3 , the flow variation in the spanwise direction is strongly suppressed by the stable stratification effect so that the flows around the hill become an almost two-dimensional flow in the x - and z -directions.

(KEY WORDS): Three-dimensional direct numerical simulation, Finite-difference method, Stably stratified flows, Two-dimensional hill, Separated and reattaching flow

1. はじめに

大気境界層は一般に鉛直方向に密度が変化する成層状態を有し、夜間などに出現する場合が多い。接地逆転層内の流体は、上空に向かって密度が小さくなる安定成層場を形成する。安定成層した流れが単純地形や複雑地形を過ぎる場合には、流れ場に負の浮力が作用し、中立成層時には見られない様々な波動現象や流動現象が出現する。よって、安定成層場において単純地形や複雑地形まわりの風況特性を予測し把握することは、風力エネルギーの有効利用、大気汚染物質の移流拡散予測などに関連して非常に重要である¹⁾。特に内部重力波を反射し得る大気層（蓋）が接地逆転層の上方に形成された場合には、地形により励起された内部重力波（風下波）のエネルギーは、この大気層と地表面の間に捕捉されて地形周囲流に大きな影響を与える²⁾。

著者らはこれまで二次元丘陵地形を過ぎる安定成層流に関して、差分法（FDM）による数値的研究³⁻¹⁰⁾を行ってきた。この際、上方の大気層で蓋をされた地形周辺流れを模擬するため、丘陵地形は有限深さ流路内に設置した。これらの研究を通して、丘陵地形の周辺に出現する非定常流れと、強弱の循環を有し丘陵地形の上流側へ伝播する擾乱波動の挙動との関係を解明した¹⁰⁾。その非定常

な地形周辺流れに対して、流れの非線形性に関連する、レイノルズ数、地形高さと同流路深さとのブロック比、地形形状パラメータなどが強く影響することを示した¹⁰⁾。また、丘陵地形背後の非定常な剥離・再付着流れに対する安定成層の効果も明らかにした¹⁰⁾。さらに、主流方向のメッシュ解像度の違いが計算結果に与える影響を検討するとともに、安定成層流体中の地形周辺流れ解析に有効な数値計算法を示した⁸⁾。一方で、安定成層場において出現する波動現象や流動現象は、地形性強風災害（局地強風災害）に関連し、強風時の風環境問題としても極めて重要である¹¹⁻¹⁴⁾。そこで我々は、丘陵地形周辺において一様流入速度に対する流れの局所的な増速域（強風域）とその増速率を明らかにした^{7, 9)}。特に強安定成層場では、地形近傍で風下波の碎波が発生し、結果として一様流入速度を越える非常に強い強風域が碎波領域下方の地表面付近に形成されることを示した⁹⁾。しかしながら、これら一連の研究は二次元直接数値シミュレーション（DNS）を用いたものであり、スパン方向の流れの構造（主流に直交方向の流れの三次元性問題）に対する安定成層の効果に関しては不明な点が残った。

そこで本研究では、より現実に近い三次元山越え成層流の挙動を検討することを目的とする。ここで、過去の研究⁵⁾と同様、丘陵地形の上流側地面上については、そこに発達する地面境界層の影響を考慮しない議論を行う。すなわち、丘陵地形

* 〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1

[†] E-mail: takanori@riam.kyushu-u.ac.jp

[‡] E-mail: ohya@riam.kyushu-u.ac.jp

の上流側地面上には滑り条件を課し, 丘陵地形の表面とその下流側地面上にのみ粘着条件を与える. この境界条件のもとで, 過去の研究⁵⁾と同様にレイノルズ数は2000で直接数値シミュレーション(DNS)を行う. 特に丘陵地形背後の非定常な剥離・再付着流れに対する安定成層の効果に注目し, 二次元計算との相違点と類似点などを議論する.

2. 丘陵地形を過ぎる密度成層流の支配方程式と数値計算法

図1に計算領域と座標系を示す. 本研究では, スパン方向(y)に同じ断面形状を有する二次元丘陵地形を対象とし, それを過ぎる非圧縮の密度成層流(安定成層流)を考える. 丘陵地形から十分上流で鉛直方向(z)に線形な勾配($d\rho_B/dz = -1$)を有する基本密度場 ρ_B を考え, これに静水圧平衡で対応する基本圧力場を p_B とする. 丘陵地形への近寄り流れは鉛直方向(z)に一様でUとする. ブシネスク近似を適用し, 密度の非拡散を仮定する. 上方の大気層で蓋をされた地形周辺流れを模擬するため, 丘陵地形は有限深さ流路内に設置する. 計算領域は丘陵地形の高さをhとして主流方向(x)に100h, スパン方向(y)に8h, 鉛直方向(z)に6hの空間を有する. ここで, 地形上流は60hと長く設定する. これは丘陵地形を発生源としてその上流側へ伝播する擾乱波動の, 流入境界面への到達を遅らせるためである¹⁰⁾. 丘陵地形の断面形状は式(1)で記述されるコサイン関数で定義する.

$$z(x) = h \times \{1 + \cos(\pi x/a)\} / 2 \quad (1)$$

但し, その範囲は $|x| \leq a$ である. 本研究では, 地形の傾斜角度の程度を示すパラメータは $a/h (=1)$ とし, 急峻な二次元丘陵地形を対象とする.

本研究で用いる未知変数は物理速度成分 $u_i (=u, v, w)$, 基本圧力場 p_B からのずれ $p (=p - p_B)$, 基本密度場 ρ_B からのずれ $\rho (= \rho - \rho_B)$ の5つである. 丘陵地形を過ぎる密度成層流の支配方程式は連続の式, ナビエ・ストークス方程式, 密度方程式から構成され, 無次元形では以下に示す式(2) - 式(4)で記述される. 但し, 密度および圧力に関しては, 基本場からのずれを表すプライム記号(')は省略する. なお, 重複する添え字には総和規約が適用される.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\rho}{Fr^2} \delta_{i3} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j} = w \quad (4)$$

式(3)の無次元パラメータ Re および Fr はレイノルズ数($=\rho_0 U h / \mu$)とフルード数($=U/Nh$)である. ここで, ρ_0 は参照密度, N は浮力振動数で $N^2 = -(g/\rho_0)(d\rho_B/dz)$, g は重力加速度, μ は粘性係数である. 丘陵地形が有限深さ流路内($H/h = 6$)に設置されているので, H を含んだ無次元成層パラメータ $K (=NH/\pi U)$ が存在する. 本研究では安定度の指標として K を用いる. Fr と

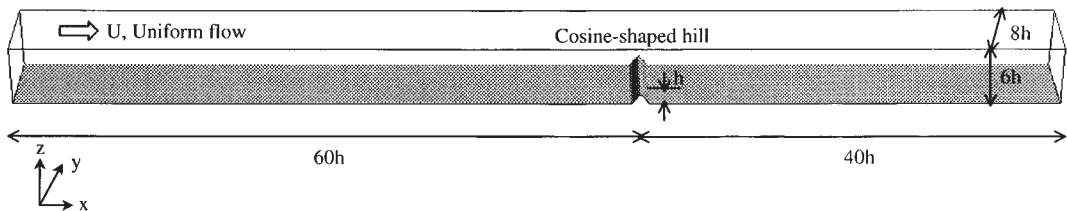


図1 計算領域と座標系

K には $Fr \cdot K = H/\pi h$ の関係があり, Fr が小さいほど, すなわち, K が大きいほどより強く安定成層した流れ場を意味する.

数値不安定を回避し, 安定成層流体中の地形周辺流れを高精度に数値予測するため, 一般曲線座標系 ($\xi - \eta - \zeta$) のコロケート格子を用いる. コロケート格子とは, 計算格子のセル中心に物理速度成分 u_i , 圧力 p , 密度 ρ を定義し, 反変速度成分 $U_i (=U, V, W)$ にヤコビアン J を乗じた JU_i をセル界面にスタガード配置する格子系である. 数値計算法は差分法 (FDM) に基づき, 直接数値シミュレーション (DNS) を行う⁸⁾. 速度場と圧力場のカップリングアルゴリズムは部分段階法¹⁵⁾ 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逐次過緩和法 (SOR法) により反復計算する. 空間項の離散化に関して, 式 (3) および式 (4) の対流項には 3 次精度風上差分の河村・桑原スキーム¹⁶⁾ を適用し, 残りの全ての空間項には 2 次精度中心差分を用いる. 但し, 対流項を構成する 4 次精度中心差分は補間法¹⁷⁾ (4 点差分 + 4 点補間) を用いる. 計算メッシュは主流方向 (x), スパン方向 (y), 鉛直方向 (z) に $221 \times 81 \times 101$ 点の空間解像度を有し, 丘陵地形近傍における最小メッシュサイズは $\Delta x_{\min} = 0.04h$, $\Delta z_{\min} = 0.003h$ である. ここで, y 方向は $\Delta y = 0.1h$ の等間隔に分割した. メッシュ解像度については, 事前に幾つかのケースを検討し, 本論文で示す結果はその影響がほとんど無いことを確認した. 図 2 にスパン中央断面 ($y=0$) における丘陵地形近傍の計算メッシュを示す. 初期条件はインパルススタート ($u = U = 1$, $v = w = p = \rho = 0$) である. 速度場の境界条件に関して, 流入境界面には一様流速 U を与える. 上部境界面と側方境界面には滑り条件, 流出境界面には対流型流出条件, 丘陵地形の表面とその下流側地面上には粘着条件を与える. ここで, 丘陵地形の上流側地面上には滑り条件を課す. これは丘陵地形の上流側に発達する地面境界層の影響を避け, 流れに対する地形効果をより明確にするためである⁵⁾. 過去の研究³⁻¹⁰⁾と同様, 丘陵地形の高

さ h と一様流入速度 U で定義したレイノルズ数は $Re (= \rho_0 U h / \mu) = 2000$ とし, 中立成層流の $K=0$ ($Fr=\infty$), 弱い安定成層流の $K=0.8$ ($Fr = 2.39$), 強い安定成層流の $K=1, 1.3$ ($Fr = 1.91, 1.47$) の 4 ケースに対して計算を行う. 無次元時間刻みはすべてのケースにおいて $\Delta t=0.002$ である. 流れの非線形性に関連する, レイノルズ数, 地形高さとのプロレキージ比, 地形形状パラメータなどの影響は文献¹⁰⁾を参照していただきたい.

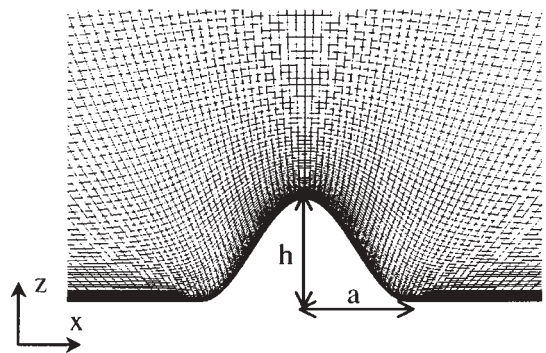


図 2 スパン中央断面 ($y=0$) における丘陵地形近傍の計算メッシュ, $a=h(=1)$

3. 計算結果と考察

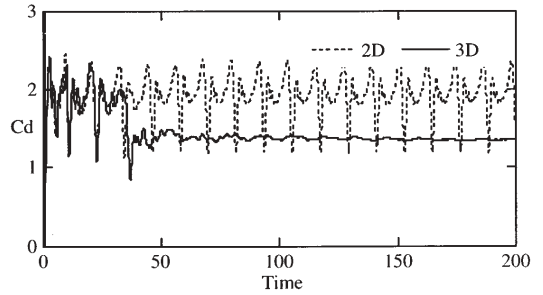
3.1 丘陵地形の抗力係数 Cd の時間変化と成層度 K に対する変化 ($0 \leq K \leq 1.3$)

スパン中央断面 ($y=0$) の二次元計算結果 (221×101 点) と比較しながら, 三次元計算結果を考察する. 地形周辺流れの挙動を示す物理量として, スパン中央断面 ($y=0$) における丘陵地形の抗力係数 Cd を求め, この時間変化を図 3 に示す. Cd は丘陵地形の表面 ($|x| \leq a$) において評価し, 以下に示す式 (5) から算出した. ここで, $p, \omega_y, x_\xi, z_\xi$ は丘陵地形の表面 ($|x| \leq a$) における圧力, 渦度のスパン方向 (y) 成分 ($= \partial u / \partial z - \partial w / \partial x$), 変換の測度 (メトリック) である. Cd の時間変化を観察することで, 二次元計算と三次元計算の相違点と類似点, また成層度 K に対する地形周辺流れの変化を概観することが出来る.

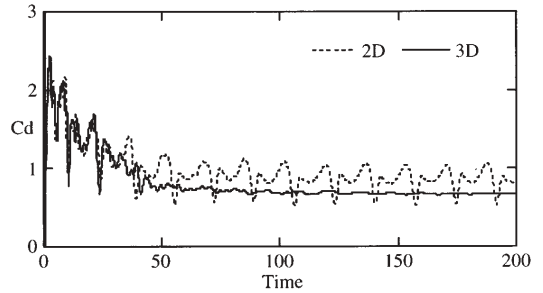
$$Cd = 2 \int_S p z_\xi d\xi - \frac{2}{Re} \int_S \omega_y x_\xi d\xi \quad (5)$$

中立成層流の $K=0$ と弱い安定成層流の $K=0.8$ に注目する．点線で示す二次元計算では, $K=0, 0.8$ の両ケースともに周期的な Cd 変動が持続して見られる．これは, 丘陵地形背後に形成された再循環領域 (剥離バブル) から大規模渦が地形下流へ周期的に放出され, この流動現象が持続することに対応している¹⁰⁾．大規模渦の放出周期は $K=0.8$ の方が $K=0$ よりも若干長い． Cd 変動の一周期中に見られる波形の歪は, 丘陵地形背後の剥離バブルの中に誘起された 2 次渦の影響である¹⁰⁾．一方, 実線で示す三次元計算では $K=0, 0.8$ の両ケースともに 3 つの状態に大別される¹⁸⁾．計算初期の $t = 20$ では, 二次元計算と同様な Cd 変動が観察される． $20 < t < 60$ では, 計算初期と比較して Cd の値は時間の経過とともに急速に低下し, また同時に Cd 変動の振幅もかなり小さくなっている．これは地形周辺流れの遷移状態を示すものであり, スパン方向 (y) への流れの三次元性の出現に関連している． $t > 60$ では, y 方向への流れの三次元性は十分に発達した状態を呈し, 計算初期で見られた Cd 変動とは明らかに様相が異なる．つまり, 周期的な Cd 変動は見られるものの, その変動振幅は非常に小さく, また Cd の値もかなり小さい．結果として, 図 4 で後述する Cd の時間平均値は二次元計算に比べて大きく低下している．次に強い安定成層流の $K=1, 1.3$ に注目する． $K=1, 1.3$ の両ケースともに計算初期においては, $K=0, 0.8$ と同様, 二次元計算と三次元計算は類似な傾向を示す．特にここで特筆すべきは以下の点である． y 方向への流れの三次元性が十分に発達した状態においても, 二次元計算と三次元計算の両ケースは, 定性的な挙動に関して類似な傾向を示している．これは $8h$ のスパン方向 (y) 長さを有する三次元計算においても, 成層度 K が増加するとともに丘陵地形のすぐ近傍では y 方向における流れの変化が抑制される．結果として, 地形周辺流れは $x-z$ 断面内の二次元的な挙動を示すということを示唆している．これについては後述する．さらに $K=1, 1.3$ の細部について考察を進める． $K=1$ では, 二次元計算と三次元計算ともに時間が

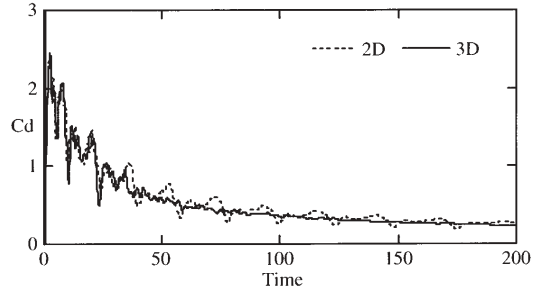
経過するにつれて周期的な Cd 変動は急速に減衰し, Cd はほぼ一定値を示している．これは後述



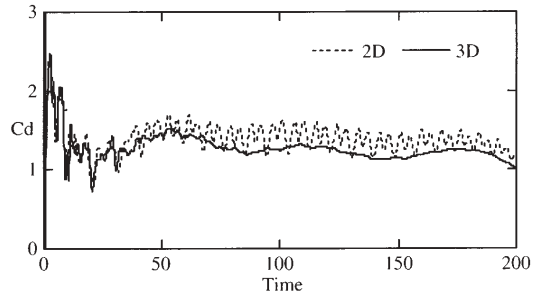
(a) $K=0$



(b) $K=0.8$



(c) $K=1$



(d) $K=1.3$

図 3 丘陵地形の表面 ($|x| = a$) において評価した抗力係数 Cd の時間変化, $Re = 2000$

するように、長波長の風下波が丘陵地形の下流側に励起され、これが発達するに従い丘陵地形背後に形成された剥離バブルからの周期的な大規模渦放出が抑制されていることを表示している¹⁰⁾。これに伴い、地形周辺流れはほぼ定常な状態を呈する。 $K=1.3$ では、二次元計算と三次元計算ともに長周期の Cd 変動が明確に観察される。これは強弱の循環を有する擾乱波動が、丘陵地形を発生源としてその上流側にほぼ周期的に放出されていることに起因している¹⁰⁾。つまり、これが丘陵地形のすぐ上流において近寄り流れの周期的な変化を誘起している。結果的に、擾乱波動の丘陵地形上流側への伝播周期(放出周期)と丘陵地形表面の Cd 変動の周期はほぼ同期している¹⁰⁾。丘陵地形の上流側において擾乱波動の三次元的な構造を観察すると、これはスパン方向 (y) に一様でほとんど変化がないことが確認された。二次元計算では、長周期の Cd 変動に短周期の Cd 変動が重畳している。これは丘陵地形の背後に形成された剥離バブルから、渦放出が再び生じていることを示す¹⁰⁾。

Cd の時間平均値に関して、二次元計算と三次元計算の比較を図4に示す。両ケースともに Cd の時間平均は無次元時間 $t=100-200$ で行った。先に述べたように、 $K=0, 0.8$ では二次元計算と三次元計算に顕著な差異が見られる。しかしながら、 $K=1, 1.3$ では両ケースともに二次元計算と三次元計算はほぼ類似な傾向を示す。過去の研究¹⁰⁾と同様、二次元計算と三次元計算ともに K が整数値をとる $K=1$ において、 Cd は局所的に減少し、 $K=1.3$ で再び増加している。

3.2 丘陵地形周辺の流れ ($0 \leq K \leq 1.3$), 瞬間場

二次元計算と三次元計算の瞬間場に関して、図5に流線図を示す。ここで、左が二次元計算、右が三次元計算である。流線は仮想パーティクルを放出し、その軌跡として描いた。図5に対応した渦度のスパン方向 (y) 成分 ω_y の等値線図 ($-5 \leq \omega_y \leq 5$) を図6に示す。図5、図6ともに三次元計算ではスパン中央断面 ($y=0$) を示す。中立成層流の $K=0$ と弱い安定成層流の $K=0.8$ の二次元計算

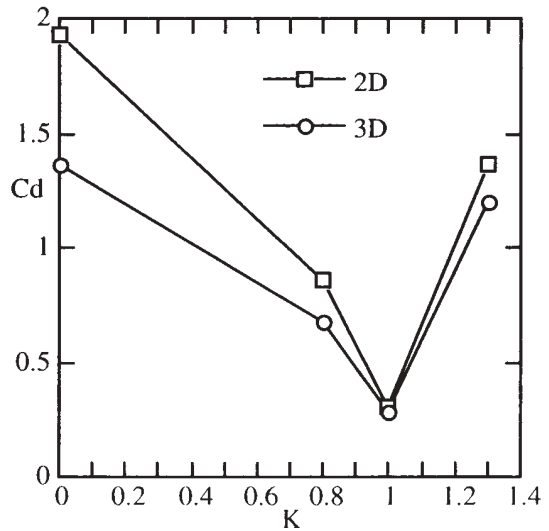


図4 成層度 K に対する抗力係数 Cd の時間平均値 ($t=100-200$) の変化, $Re=2000$

に注目する。先に述べたように、 $K=0, 0.8$ の両ケースともに丘陵地形背後に形成された剥離バブルから二次元的な大規模渦(図5に矢印で表示)が放出されて流下している¹⁰⁾。 $K=0.8$ では、 $K=0$ に比べて丘陵地形の背後に形成された剥離バブルの大きさと、その中の渦度分布に有意な違いは見られない。すなわち、丘陵地形のすぐ下流では流れ場に対する安定成層の効果は顕著に現れていない。渦度の分布を観察すると、 $K=0$ に比べて大規模渦の循環が弱められている(等値線の減少)。これは、安定成層の効果は丘陵地形のある程度下流から生じていることを示すものである。三次元計算では、 $K=0, 0.8$ ともに二次元計算と比較して明らかに異なる様相を呈している¹⁸⁾。丘陵地形からの周期的な渦放出は存在するものの、これは二次元計算におけるそれとは明らかに異なる。すなわち、丘陵地形の頂部付近から剥離したせん断層は、丘陵地形の下流側斜面には再付着せず、丘陵地形のやや下流付近で巻き上がる。引き続き孤立した渦(図6に矢印で表示)が形成され、これが時間の経過とともに放出されて流下している。 $K=0.8$ では、安定成層の効果は丘陵地形のある程度下流から現れ始めることに伴い、明確な渦放出

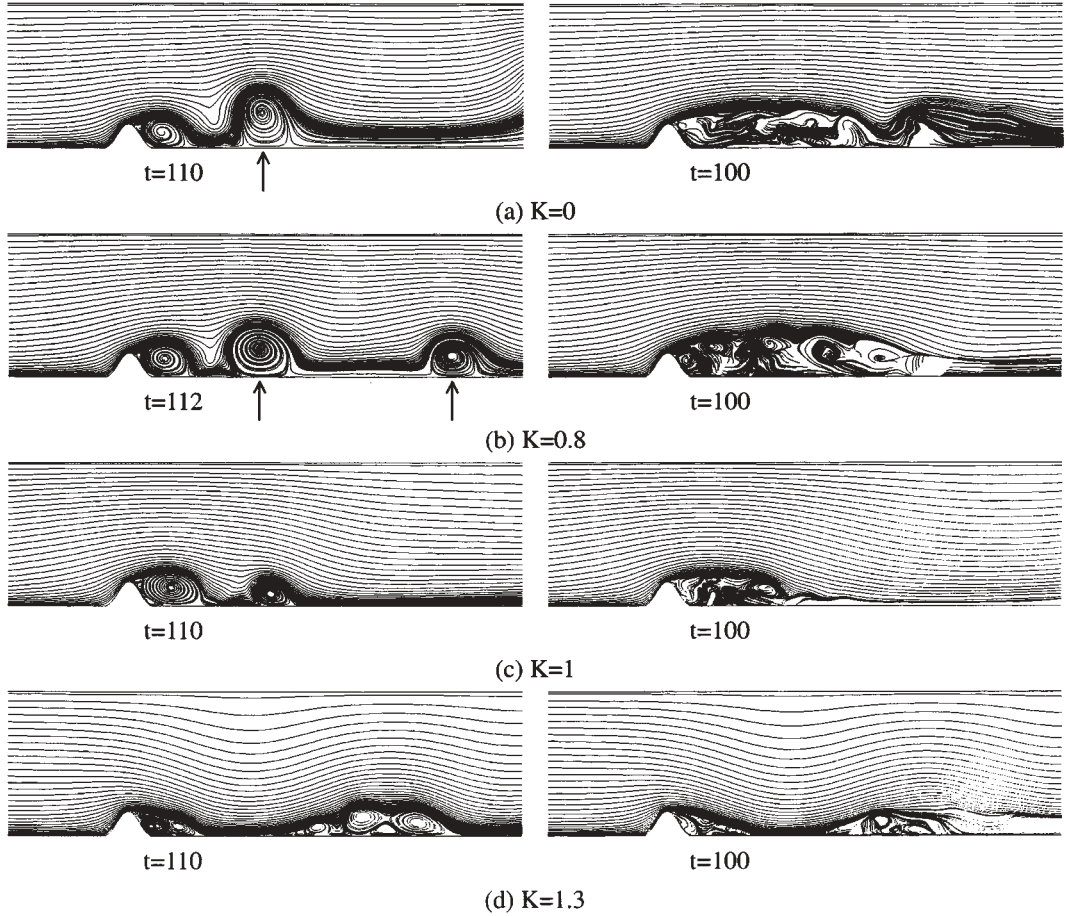


図5 瞬間場における流線図(左:二次元計算, 右:三次元計算), $Re = 2000$, 三次元計算はスパン中央断面($y = 0$)を示す.

は抑制されている. $K=0, 0.8$ ともに丘陵地形のすぐ背後では渦度の変化がほとんど見られない(図6にその範囲を表示). これは丘陵地形背後では流れの変化がほとんど無く, 死水領域が形成されていることを意味する. これに伴い, 図3で示したように Cd 変動の振幅は非常に小さくなっている. 強い安定成層度の $K=1, 1.3$ では, 二次元計算と三次元計算ともに図5(c), (d)の流線形状から風下波が丘陵地形の下流側に励起されている. その波長は成層度 K の増加とともに短くなっている. 丘陵地形表面の抗力係数 Cd の時間変化(図3)と併せて吟味すると, 以下のことが分かる. $K=1$ では, 二次元計算と三次元計算ともに長波長の風下波が発達するに従い, 丘陵地形背後に形成された

剥離バブルからの周期的な渦放出が抑制されている. $K=1$ の三次元計算では, $K=0, 0.8$ と同様な剥離せん断層の巻き上がり, とそれが形成する孤立した渦(図6に矢印で表示)が明確に観察される. しかしながら, これらは風下波の形成に伴い, 丘陵地形の下流に放出されることはない. $K=1.3$ の二次元計算では, 渦放出が再び生じているが, 放出された渦は安定成層の効果によってすぐに減衰して消滅する. 一方, $K=1.3$ の三次元計算では渦放出は観察されない. $K=1.3$ の二次元計算と三次元計算ともに, 風下波の上昇流に伴い丘陵地形の下流側地面上に剥離領域(ローター)が誘起されている. さて, ここで注目すべきは以下の点である. すなわち, $K=1, 1.3$ ともに二次元計算と三次

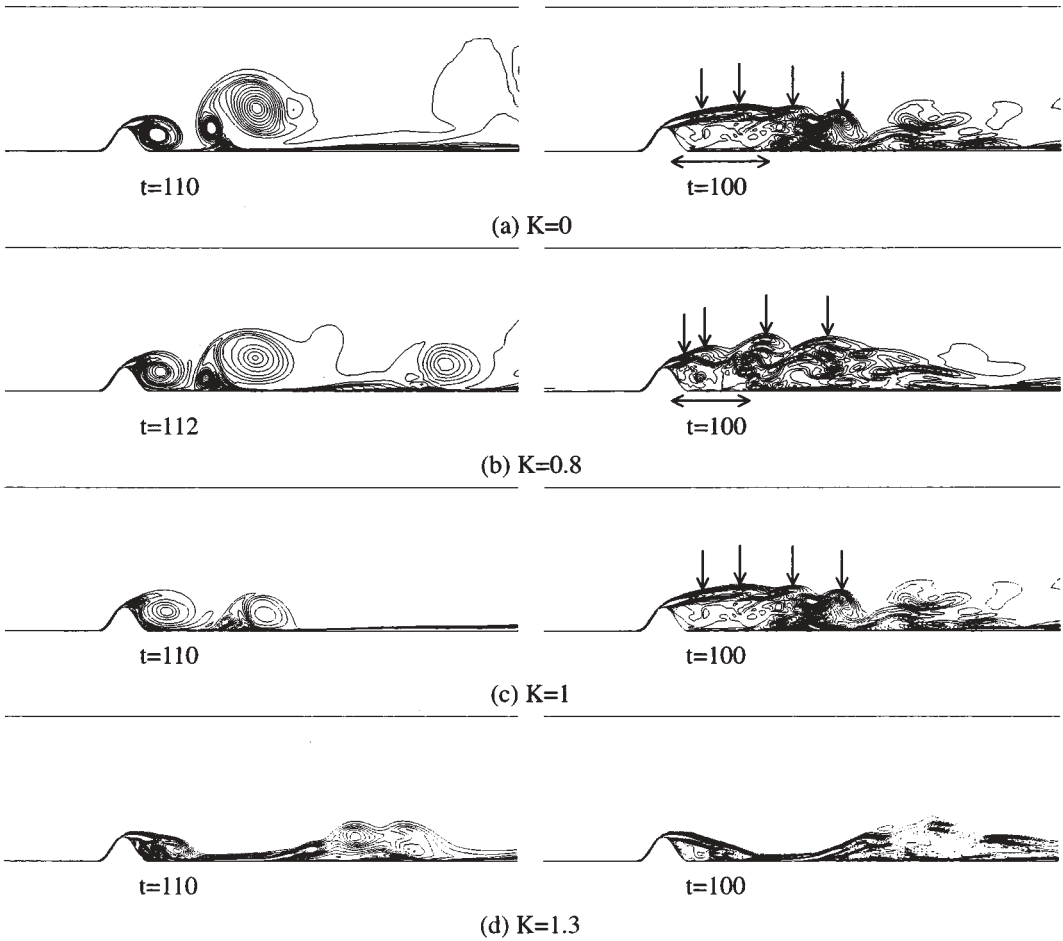


図6 図5に対応した渦度のスパン方向(y)成分 ω_y の等値線図 ($-5 \leq \omega_y \leq 5$, 20分割, 左: 二次元計算, 右: 三次元計算), $Re = 2000$, 三次元計算はスパン中央断面($y = 0$)を示す.

元計算における地形周辺流れの定性的な挙動は、非常に類似している。特に $K=1.3$ ではその傾向が顕著である。これは後述する図7, 図8, 図9からもより明確に示され、また図10, 図11で詳細に考察する。

3.3 丘陵地形周辺の流れ($0 \leq K \leq 1.3$), 時間平均場

二次元計算と三次元計算の時間平均場に関して、図7に流れ線図を示す。ここで、左が二次元計算、右が三次元計算である。流れ線は仮想パーティクルを放出し、その軌跡として描いた。図7に対応した渦度のスパン方向(y)成分 ω_y の等値線図 ($-5 \leq \omega_y \leq 5$) を図8に示す。二次元計算と三次元

計算の両ケースともに時間平均は無次元時間 $t = 100 - 200$ で行った。三次元計算ではスパン方向(y)の空間平均も同時に行った。図7から評価した、丘陵地形の背後に形成される剥離パブルの主流方向(x)の大きさ、つまり、丘陵地形の頂部付近で剥離したせん断層の再付着位置 (SR/h , 図7に値を表示) を図9に示す。ここで、 SR/h は丘陵地形の中心 ($x = 0$) からの距離であり、丘陵地形の高さ h で正規化した。これらの図を併せて吟味すると、以下のことが理解される。まず、二次元計算と三次元計算において、成層度 K に対する SR/h の変化は両ケースでほぼ同じ傾向を示す。弱い安定成層流の $K=0.8$ では SR/h は伸びを示し、

強い安定成層流の $K=1$ ではそれは再び短くなる． $K=0.8$ において SR/h が伸びを示すメカニズムは，二次元計算と三次元計算ともに同じであると見られ，**図 8** に示す渦度の分布から次のように推測される．安定成層の効果により丘陵地形の表面近傍で速度が大きく欠損され，丘陵地形の表面から生成される渦度（運動量）が減少する．これは渦度の等値線の数が増加していることから分かる．その結果として，剥離せん断層の再付着距離は $K=0$ に比べて伸びを示すこととなる．一方， $K=1$ で SR/h が再び短くなるメカニズムについても，二次元計算と三次元計算ともに同じであると見られ，**図 8** に示す渦度の分布から次のように推測される．この成層度 K の範囲では， $K=0, 0.8$ では観察されない風下波が丘陵地形の下流側に励起される．この風下波に起因する強い下降流の影響により SR/h は $K=0, 0.8$ に比較して短くなる．特に $K=1.3$ では，風下波は丘陵地形のすぐ下流におい

て一様流速 U を越える強い下降流を伴う．結果として，このケースでは SR/h は非常に短くなる． $K=0, 0.8$ において，二次元計算と三次元計算における剥離パブルの大きさに注目する．**図 6**，**図 7** に示す瞬間場を反映して $K=0, 0.8$ の両ケースの差異は顕著である．これに対して， $K=1, 1.3$ における剥離パブルの大きさは二次元計算と三次元計算でほぼ同程度である．特に $K=1.3$ では SR/h は同じ値を示した．これはスパン方向 (y) の流れの構造に大きく関係している．これについては次節で詳細な考察を行う．

3.4 中立成層流の $K=0$ と強い安定成層流の $K=1.3$ におけるスパン方向 (y) の流れの構造

この節では中立成層流の $K=0$ と強い安定成層流の $K=1.3$ を例にとり，スパン方向 (y) の流れの構造について考察する．丘陵地形の頂部から描いた流線図に関して，これを計算領域の上部から眺め

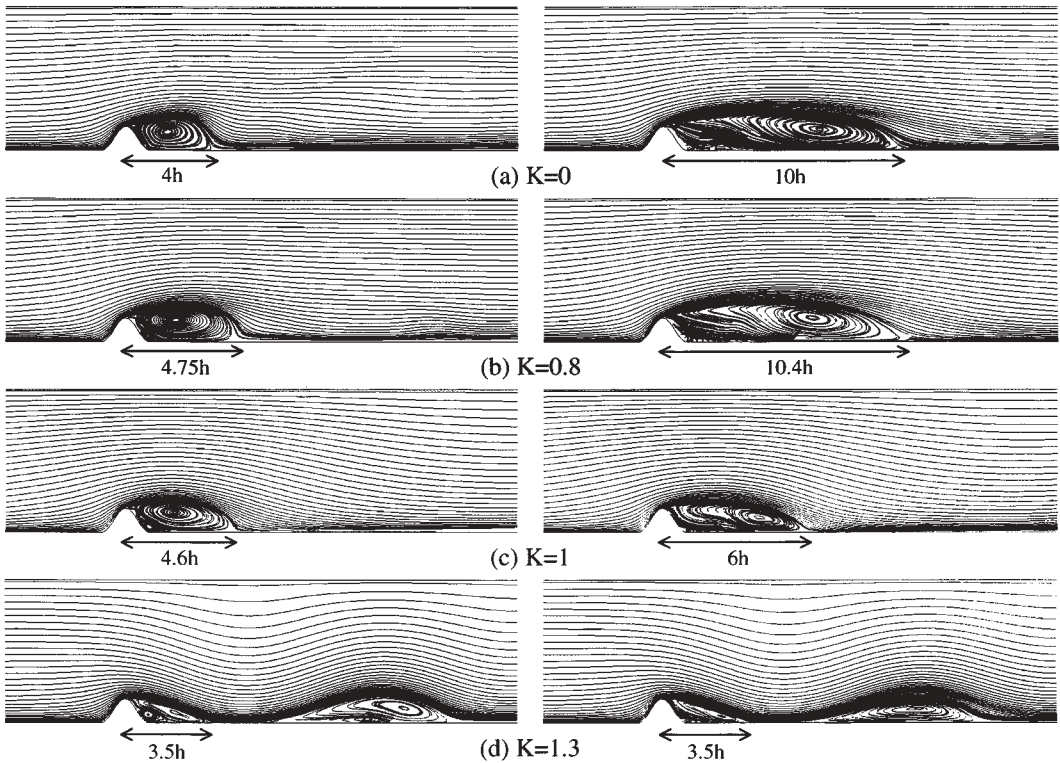


図 7 時間平均場 ($t = 100 - 200$) における流線図 (左: 二次元計算, 右: 三次元計算), $Re = 2000$, h は丘陵地形の高さを示す．三次元計算ではスパン方向 (y) の空間平均も同時に行った．

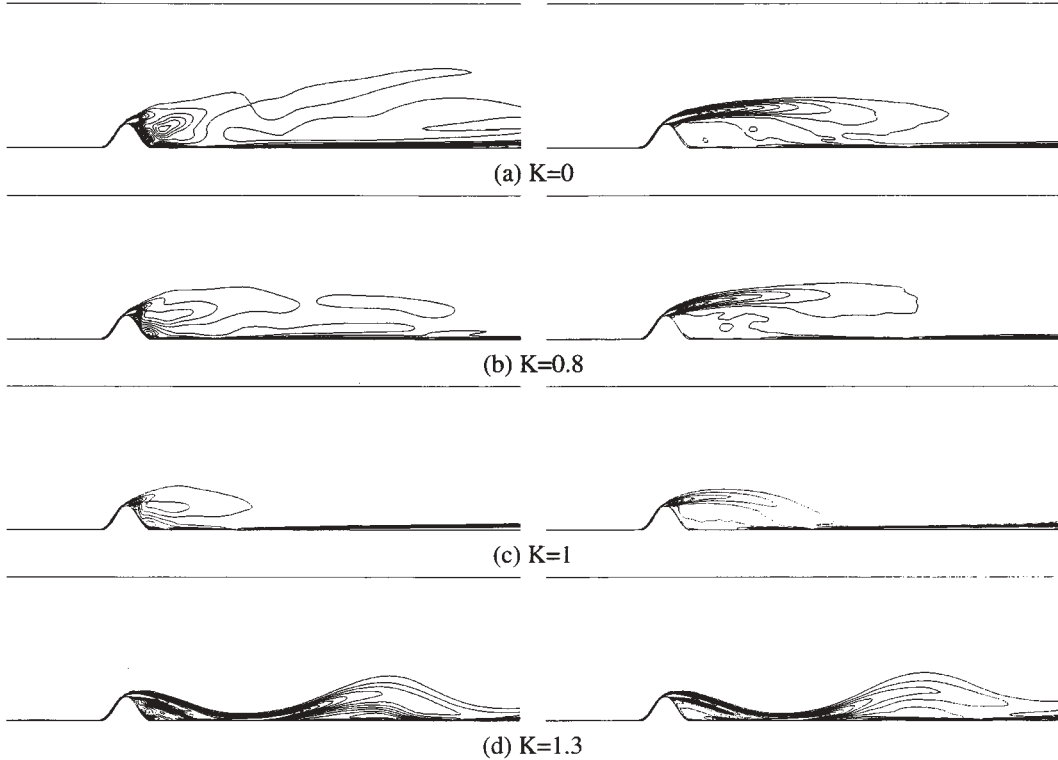


図8 図7に対応した渦度のスパン方向(y)成分 ω_y の等値線図 ($-5 \leq \omega_y \leq 5$, 20分割, 左: 二次元計算, 右: 三次元計算), $Re = 2000$

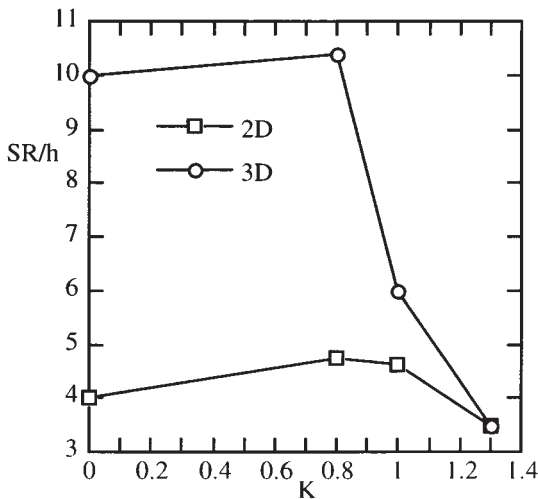
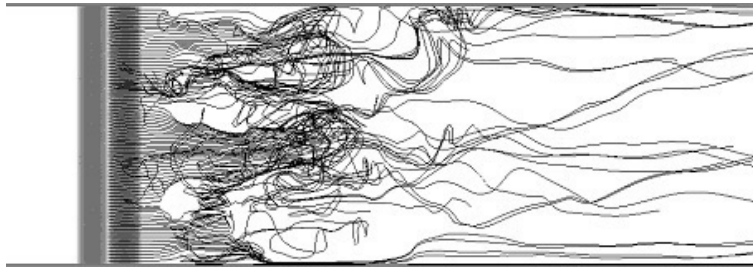
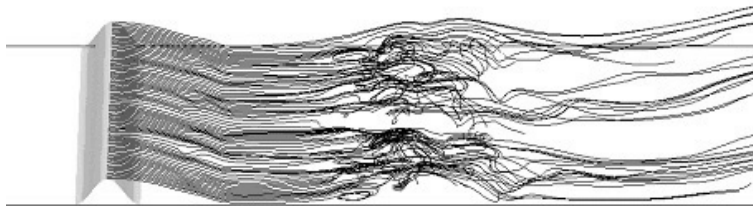
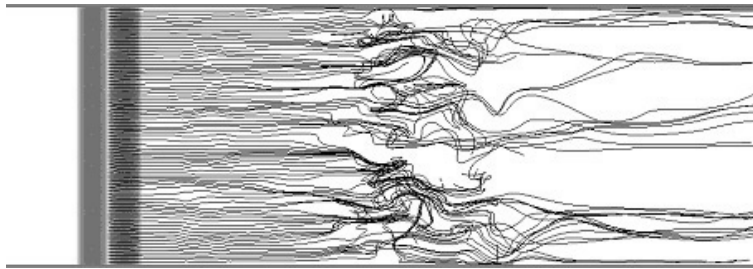


図9 成層度 K に対する剥離せん断層の再付着位置 (SR/h) の変化, $Re = 2000$, h は丘陵地形の高さを示す. SR/h は図7に示す時間平均場 ($t = 100 - 200$) から評価した値である.

た様子と, 角度を変えて眺めた様子を図10に示す. 流線は仮想パーティクルを放出し, その軌跡として描いた. 図10に対応した渦度の主流方向 (x) 成分 $\omega_x (= \partial w / \partial y - \partial v / \partial z)$ の等値面図 ($\omega_x = \pm 2$) に関して, これを計算領域の上部から眺めた様子を図11に示す. $K=0$ では, スパン方向 (y) に流れが複雑に変化しており, y 方向への流れの三次元性が強く出現している (図10(a)). これに伴い, 丘陵地形の下流側の広範囲において, 互いに絡みあう縦渦構造が多数出現している (図11(a)). 円柱周りの三次元流動解析¹⁹⁾に見られるような渦の巻き込みの強弱(流線の広がり)も観察される (図10(a)に矢印で表示). 一方, $K=1.3$ では非常に興味深い地形周辺流れが捉えられた. 図10(b)に示す流線図に注目する. 丘陵地形のすぐ下流では, 風下波の形成に伴う強い下降流が y 方向にほぼ揃って発生している. これに伴い, ω_x は $K=0$ と比較して大きく減少し, それは主流方向 (x) に直



(a) $K=0$



(b) $K=1.3$

図 10 丘陵地形の頂部から描いた流線図, 瞬間場 ($t = 100$), $Re = 2000$

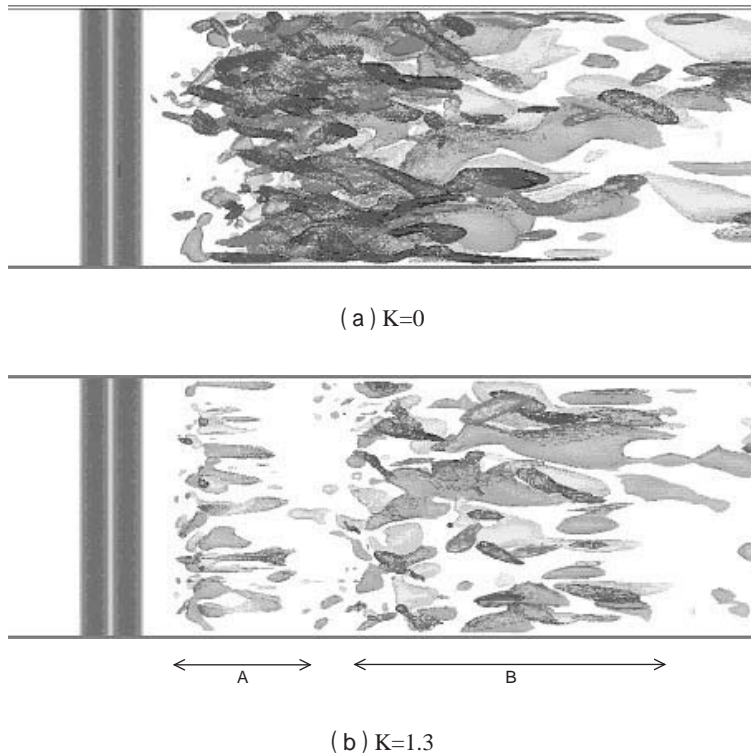


図 11 図10に対応した渦度の主流方向(x)成分 ω_x の等値面図($\omega_x = \pm 2$), $Re = 2000$

線的で、かつ短い構造を有している(図11(b)の領域A)。言い換えると、 y 方向における流れの三次元性は強く抑制され、 x - y 断面内の二次元的な流れ場を呈している。一方、丘陵地形のやや下流で、風下波の上昇流に起因して誘起されるロータ付近では、 y 方向における流れの変化が観察される(図10(b)に矢印で表示、図11(b)の領域B)。これは強く安定成層した場においても、ロータ内とその付近では局所的な強い乱れが発生していることを示すものである。

4. おわりに

安定成層場における山越え気流について、より現実に近い状況を模擬するため、主流方向(x)と鉛直方向(z)で規定される断面をスパン方向(y)に一樣に拡張した三次元直接数値シミュレーション(DNS)を行った。ここで、 y 方向には丘陵地

形の高さの8倍の領域を設定した。過去の研究⁵⁾と同様、丘陵地形の上流側地面上については、そこに発達する地面境界層の影響を考慮しない議論を行った。すなわち、丘陵地形の上流側地面上には滑り条件を課し、丘陵地形の表面とその下流側地面上にのみ粘着条件を与えた。特に丘陵地形背後の非定常な剥離-再付着流れに対する安定成層の効果に注目し、二次元計算との相違点と類似点などを議論した。

中立成層流の $K=0$ と弱い安定成層流の $K=0.8$ に関して、三次元計算で得られた主な知見は以下に示す通りである。

- 1) この成層度 K の範囲では、二次元計算と三次元計算における地形周辺流れは明らかに異なる様相を呈する。二次元計算と同様、三次元計算においても丘陵地形からの周期的な渦放出は存在する。しかしながら、これは二次元

計算におけるそれとは明らかに異なる。すなわち、丘陵地形の頂部付近から剥離したせん断層は、丘陵地形の下流側斜面には再付着せず、丘陵地形のやや下流付近で巻き上がる。引き続き孤立した渦が形成され、これが時間の経過とともに放出されて流下する。結果として、丘陵地形の頂部付近で剥離したせん断層の再付着位置 (SR/h) を比較すると、三次元計算の方が二次元計算よりもかなり長くなる。 $K=0.8$ では、二次元計算と三次元計算における SR/h は、丘陵地形の表面から生成される渦度 (運動量) の減少に起因して伸びを示す。強い安定成層流の $K=1, 1.3$ に関して、三次元計算で得られた主な知見は以下に示す通りである。

2) この成層度 K の範囲では、二次元計算と三次元計算における地形周辺流れは丘陵地形のすぐ近傍において非常に類似した傾向を示す。特に $K=1.3$ ではその傾向が顕著である。これはスパン方向 (y) の流れの構造に大きく関係している。流線図を描いてこれを観察すると、丘陵地形のすぐ下流では風下波の形成に伴う強い下降流が y 方向にほぼ揃って発生している。また同時に、渦度の主流方向 (x) 成分は $K=0$ と比較して大きく減少し、それは x 方向に直線的で、かつ短い構造を有する。言い換えると、 y 方向における流れの三次元性は強く抑制され、 $x-z$ 断面内の二次元的な流れ場を呈する。結果として、二次元計算と三次元計算の両ケースは、丘陵地形近傍の定性的な挙動に関して類似な傾向を示す。一方、丘陵地形のやや下流で、風下波の上昇流に起因して誘起されるロータ内とその付近では、局所的な強い乱れが発生していることが示された。二次元計算と三次元計算ともに、 SR/h は風下波の強い下降流の影響により $K=0, 0.8$ に比較して短くなる。

参 考 文 献

- 1) W. H. Snyder : Fluid modeling of pollutant transport and diffusion in stably stratified flows over complex terrain, Ann. Rev. Fluid Mech. 17 (1985) 239-266.
- 2) P. G. Baines : Topographic Effects in Stratified Flow (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- 3) T. Uchida and Y. Ohya : A numerical study of stably stratified flows over a two-dimensional hill -Part. I Free-slip condition on the ground-, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 67 & 68 (1997) 493-506.
- 4) 内田孝紀, 大屋裕二 : 有限流路内の二次元丘陵地形を過ぎる安定成層流の非定常性, ながれ 17 (1998) 45-56.
- 5) 内田孝紀, 大屋裕二 : 有限深さ流路内の二次元丘陵地形を過ぎる安定成層流の非定常性 第2報 非定常な剥離・再付着流れに対する安定成層の効果, ながれ18 (1999) 308-320.
- 6) 内田孝紀, 大屋裕二 : 有限流路内の二次元丘陵地形を過ぎる安定成層流のLES, 応用力学論文集 Vol.1 (1998) 615-624.
- 7) 内田孝紀, 大屋裕二 : 安定成層場で地形効果により発生する局地強風の数値的検討, 応用力学論文集 Vol.2 (1999) 583-592
- 8) 内田孝紀, 大屋裕二 : 丘陵地形を過ぎる安定成層流の二次元数値シミュレーション 格子分解能と数値計算法の影響について, 応用力学論文集 Vol.3 (2000) 729-736.
- 9) 内田孝紀, 大屋裕二 : 安定成層場で風下波の碎波により発生する局地強風の数値的考察, 応用力学論文集 Vol.4 (2001) 655-664.
- 10) T. Uchida and Y. Ohya : Numerical study of stably stratified flows over a two-dimensional hill in a channel of finite depth, Fluid Dyn. Res. 29 (2001) 227-250.
- 11) D. K. Lilly : A severe downslope windstorm and aircraft turbulence induced by a mountain wave, J. Atmos. Sci. 35 (1978) 59-77.
- 12) 斎藤和雄 : 山越え気流と局地強風, 日本風工学会誌 第75号 (1998) 79-84.

- 13) 光田寧：1991年台風19号による強風災害の研究, 突発災害調査研究成果報告 (1992) 145-162.
- 14) 桂順治：温度中立では説明できない台風9119号による広島被害, 日本風工学会誌 第78号 (1999) 63-66.
- 15) J. Kim and P. Moin : Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations, J. Comput. Phys. 59 (1985) 308-323.
- 16) T. Kawamura, H. Takami and K. Kuwahara : Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, Fluid Dyn. Res. 1 (1986) 145-162.
- 17) 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) 3247-3254.
- 18) 内田孝紀, 大屋裕二 : 急峻な二次元山からの非定常な渦放出に対する数値的考察, 応用力学論文集 Vol.5 (2002) 735-742.
- 19) 泉元, 谷口伸行, 川田裕, 小林敏雄, 足立武司 : 円柱周りの三次元流動解析 (第1報, 静止円柱の場合), 日本機械学会論文集 (B編) 60巻 579号 (1994) 3797-3804.