

地形、温度成層の影響を考慮した 大気境界層のLES

LES SIMULATION WITH EFFECTS OF TOPOGRAPHY TEMPERATURE STRATIFICATION

森野貴博¹・中山昭彦²

Takahiro MORINO and Akihiko NAKAYAMA

¹学生会員 神戸大学 自然科学研究科 (〒657 神戸市灘区六甲台町1-1)

²正会員 PhD 神戸大学 自然科学研究科 (〒657 神戸市灘区六甲台町1-1)

LES simulation method has been developed for atmospheric flows over three-dimensional complex topography with and without temperature stratification. Rather than using the conventional equations of motion, it uses a spatially filtered form of equations for flow in porous medium, which allow a convenient way of representing complex boundaries using rectangular or other non-boundary conforming grids but simpler to write a computer code. After some validation runs are made for flat terrain for which published simulation results are available, computations are performed for an isolated idealized three dimensional mountain on a flat plane and the results are compared with experimentals and calculation results by other workers. The present computation agrees with experiments qualitatively, with some differences attributable to unavoidable differences in the computational conditions.

Key Words: LES, atmospheric turbulence, topography, subgrid model, HSMAC method, temperature stratification

1. はじめに

地形上の大気乱流の予測計算は現在でも簡単な乱流モデルを組み込んだレイノルズ平均式に基づいた方法が主流である (Hunt¹⁾、野田ら²⁾)。一方最も計算量を要するが、乱流モデルに頼らない、ラージエディシミュレーション (LES) 法は平坦な地面上の境界層のシミュレーションに用いられて以来少しずつ複雑なケースに応用されている (Mason³⁾)。特に近年コンピューターの大規模化、大容量化、低価格化に伴い、多様な大気乱流のシミュレーションに有効な方法となってきた^{4)~8)}。しかし、地形の詳細を考慮に入れた環境問題に対応するに当たっては、複雑な地形に対応しなければならないなど幾つか問題がある。

数値計算による任意地形の取り扱い方には、境界形状に沿った一般曲線座標 (boundary fitted coordinates) を用いるのが一般的である (呉⁹⁾)。しかし地形周りの流れでは、翼周りの流れの計算のように、解析的曲線では表わせない形状や、込み入った形があり、計算格子の生成は困難または不可能

な場合がある。直交座標を用いた領域マスク法¹⁰⁾では支配方程式が簡単でコーディングが容易であるが、境界は常にステップ状になり、角から剥離が起ったりする欠点がある。境界形状をフーリエ変換する方法もあるが (Hunt¹¹⁾)、一般的に応用される方法ではない。

本研究では、最近 Hirt¹²⁾ により提唱されている FAVOR 法が計算格子が境界形状に沿っていなくても滑らかな境界条件を課せるという利点があることに注目、これを一般的 3 次元複雑境界上の大気流れの LES 計算に応用した。計算法はすでに発表されている平坦な地面上の大気境界層の計算を行い検証した上で、理想化した孤立峰を過ぎる流れの計算を行った。孤立峰を過ぎる流れは、Hunt and Snyder¹¹⁾ によっても扱われており、一般性がある。ここで取り上げるケースは風洞実験結果もあり、松本¹³⁾らの計算とも比較できる利点があるので採用したが、実際はもっと一般的任意の地形を扱う事が可能で、すでにいくらかの場合についての計算は発表している^{14)~15)}。

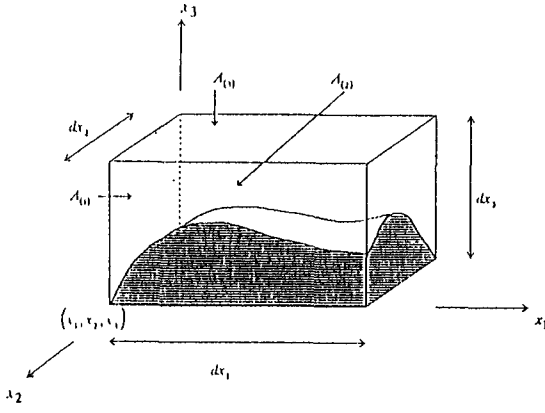


図-1

2. LES の基礎方程式

複雑境界上流れ場では流体と境界固体が混在すると考え、任意の点で流体の占める体積率が ϕ 、 x_i 方向に垂直な断面で流体の占める割合が $A_{(i)}$ とすると、体積力は $\rho\phi$ に比例し、断面積を通しての運動量輸送は流体のみの場合の値に $A_{(i)}$ を乗じたものになる。

本研究では、Hirt¹²⁾が提案している次のようなFAVOR 法基礎式をブジネー近似の空間平均をしたLES式を用いる。

$$\frac{\partial}{\partial x_j} A_{(i)} \bar{u}_i = \frac{\partial q_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \phi \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + A_{(i)} \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = & -\phi \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (A_{(j)} \tau_{ji} + R_{ij}) \\ & - \alpha \phi \left(\frac{\bar{\theta} - \theta_e}{\theta_e} \right) g \delta_{i3} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで $\bar{u}_i$ はフィルタリングされた i 方向の速度成分、 τ_{ji} は粘性応力で、括弧付添え字はテンソル和の法則には従わず、 $\bar{\theta}$ は温度、 θ_e は環境温度、 α は体積膨張係数、 g は重力加速度、 $\bar{p}$ は圧力でありサブグリッド乱流エネルギーが含まれている。上付横線は空間平均を表す。

レイノルズ応力項に相当する R_{ij} は、

$$\begin{aligned} R_{ij} = & -(\overline{u_i q_j} - \bar{u}_i \bar{q}_j) \\ = & -\overline{u_i q_j} + \bar{u}_i \bar{q}_j - \overline{u'_i q'_j} - \overline{u'_i \bar{q}_j} - \overline{\bar{u}_i q'_j} \\ = & -\overline{A_{(j)} u_j \bar{u}_i} + \overline{A_{(j)} u_j \bar{u}_i} - \overline{A'_{(j)} u'_j \bar{u}_i} \\ & - \overline{A_{(j)} u_j u'_i} - \overline{A'_{(j)} u'_j u'_i} \end{aligned} \quad (3)$$

である。

また、熱拡散の式は、

$$\phi \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + A_{(i)} \bar{u}_i \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(A_{(i)} K \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} + D_i \right) \quad (4)$$

で、 K は熱拡散係数である。サブグリッド変動による乱流熱フラックス D_i は、

$$\begin{aligned} D_i = & -(\overline{q_i \bar{\theta}} - \bar{\theta} \bar{q}_i) \\ = & -\overline{q_i \bar{\theta}} + \bar{q}_i \bar{\theta} - \overline{\bar{q}_i q'_i} - \overline{\bar{q}_i \bar{\theta}} - \overline{\bar{\theta} q'_i} \\ = & -\overline{A_{(i)} u_i \bar{\theta}} + \overline{A_{(i)} u_i \bar{\theta}} - \overline{A'_{(i)} u'_i \bar{\theta}} \\ & - \overline{A_{(i)} u_i \theta'_i} - \overline{A'_{(i)} u'_i \theta'_i} \end{aligned} \quad (5)$$

である。

式(2)と式(4)に含まれるレイノルズ応力と乱流熱フラックスは、

$$R_{ij} = -\frac{2}{3} \bar{E} \delta_{ij} + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

$$D_i = -k_t \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} \quad (7)$$

とモデル化される。サブグリッドスケールのエネルギー $\bar{E}$ は、

$$\bar{E} = \overline{u_i'^2} / 2 \quad (8)$$

と表され、渦粘性係数 ν_t についてはそのモデルとして、次のようなSmagorinskyモデルを用いる。

$$\nu_t = l^2(z) \left(2S_{ij} S_{ij} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

$$1/l(z) = 1/\left\{ \max(l_0, 0.2\Delta z) \right\} + 1/\left\{ \kappa(z + z_0) \right\} \quad (10)$$

$$l_0 = C_s \times (\Delta x \Delta y \Delta z_{vp})^{\frac{1}{3}} \quad (11)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (12)$$

$l(z)$ は長さスケールで、Smagorinsky 定数 C_s は0.12であり、 Δz_{vp} については z 方向が等間隔ではないため、代表値を与えている。また、乱流熱拡散係数 k_t は、レイノルズ相似則に従い、 $k_t = \nu_t$ としている。

LES法は大スケール渦のみを数値シミュレーションによって解析を行い、小スケール渦にはモデルを用いる。瞬時の変動成分を求めることができ、小スケールでの変動成分のモデルに温度効果を考慮しなくても、大スケールでの変動成分で十分にその効果

がでるので、渦粘性係数に温度効果は入れる必要はないと考えられる。しかし、半場ら⁹⁾のモデルではサブグリッド熱拡散係数には温度成層効果を導入している。本研究では温度成層のある場合について次のような半場ら⁹⁾の提唱している成層効果を考慮したモデルの検討も行った。

乱流熱拡散係数 k_t を

$$k_t = \left(1 + \frac{2l}{\Delta}\right) \nu_t \quad (13)$$

とし、格子幅 Δ は各方向の格子幅を用いて、

$$\Delta = \left(\Delta x \Delta y \Delta z_{typ}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (14)$$

と定義し、長さスケール l は温度勾配によって、

$$l = \min \left[\Delta, 0.76 \bar{E}^{\frac{1}{2}} \left(\frac{g}{\theta_e} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_3} \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \quad (15)$$

$$\bar{E} = \left(\frac{l(z)}{0.10} \right)^2 2S_{ij}S_{ij} \quad (16)$$

と表した。

3. 数値計算法

上述の LES 式を地形上の大気乱流にあてはめる。主流方向の座標を $x(=x_1)$ 、水平方向の座標を $y(=x_2)$ 、鉛直方向の座標を $z(=x_3)$ とおき、速度の成分の空間平均を $\bar{u}(=\bar{u}_1)$ 、 $\bar{v}(=\bar{u}_2)$ 、 $\bar{w}(=\bar{u}_3)$ とする。計算領域は x 方向 8000m、 y 方向 7300m、 z 方向 2400m の直方体で $81 \times 50 \times 30$ の格子点を用いている。

地表面での速度の境界条件は、

$$\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (17)$$

の対数則で与え、 $\bar{w}$ はゼロとする。ここで、 u_* は摩擦速度、 $\kappa(=0.4)$ はカルマン定数、 z_0 は速度の粗度定数である。初期条件として、一様流を与え、時間発展を解く。計算方法は、食い違い格子を用いた HSMAC 法に基づくもので、時間に関する進行は、Adams-bashforth の 2 次精度、移流項には 3 次精度の風上差分で高レイノルズ数による流れの数値不安定性を解決し、粘性項には 2 次精度中心差分を用いる。また、プログラムの妥当性を確認するために、中立成層下の平らな地表面において、Mason and Thomson¹⁶⁾による解析結果と比較・検証をするため、同じ条件下で $t=12000$ (s)まで計算を行った。平均風速分布 $\langle u \rangle$ の結果は図-2に示している。本計

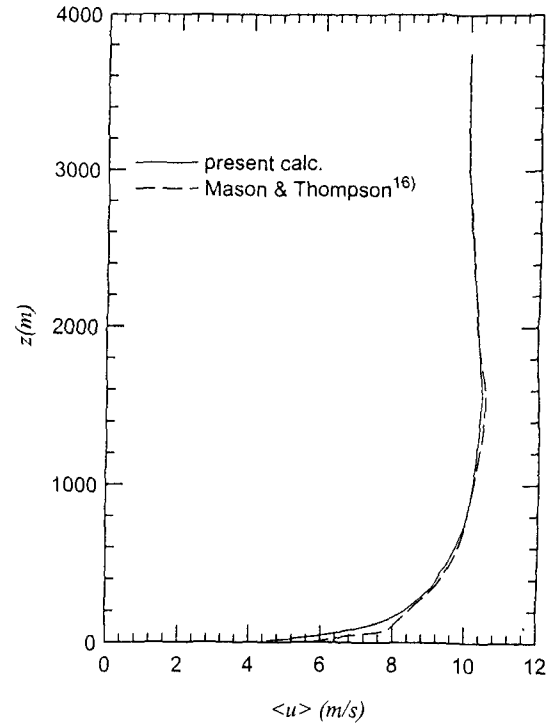


図-2 平均風速分布

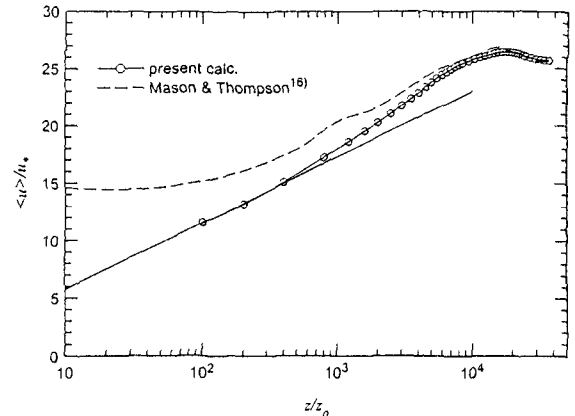


図-3 対数則分布

算結果と Mason and Thomson¹⁶⁾による計算結果は、高さ 2000m 以上のところでは一致している。2000m 以下のところで、Mason and Thomson¹⁶⁾の結果と比べ膨らみが小さく、違いが見られる。グリッドの取り方の違い等が考えられるが、図-3の対数則分布のように、Mason and Thomson¹⁶⁾の解析結果は対数則から外れており、必ずしも一致する必要はないと考えられ、十分な結果であると思われる。従って、中立成層下の平らな地形では妥当な結果が得られていると考えられる。

4. 計算例

次の2つのケースについて、計算を行なった。

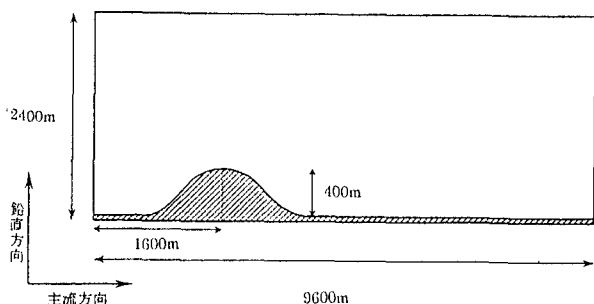


図-4 孤立山地形

(ケース1) 中立成層下の孤立山地形

(ケース2) 安定成層下の孤立山地形($F_r = 2.0$)

フルード数 F_r は、次式 (18) で定義される。

$$F_r = \langle U_0 \rangle / \sqrt{gH(\Delta\rho/\rho_0)} \quad (18)$$

ここで、 U_0 は上流での最大風速、 H は境界層の厚さ、 g は重力加速度、 ρ_0 は環境密度である。両ケースとも3次元孤立山地形は、式 (19) の関数で近似する。

$$f = h / (1 + (r/B)^4) \quad (19)$$

ここで、 f は孤立山高さの関数、 r は孤立山中心からの水平距離、 h は孤立山高さ、 B は $h/2$ における孤立山断面半径を表し、本研究では、 $h = B = 400m$ である。その孤立山地形を図-4に示す。

5. 計算結果

ケース1における中立成層下の孤立山地形をすぎる流れの平均流速ベクトルの鉛直断面内の分布を図-5に示す。また図-6はケース2における $F_r = 2.0$ の条件での計算結果の同様の図である。図-7はこれらの2つのケースの鉛直方向乱れ成分 $\langle w^2 \rangle$ の山頂から600m風下での鉛直分布を示す。図-5,6では分かり難いが、図-7の山の風下側の鉛直方向の乱れ $\langle w^2 \rangle$ から分かるように、孤立山の山頂付近で乱れが小さく抑えられており、安定成層においてその安定性が表われている。また、ケース1の平均流速の絶対値 $|V| \left(= \sqrt{\langle u \rangle^2 + \langle v \rangle^2 + \langle w \rangle^2} / U_0 \right)$ のコンター図を松本ら¹³⁾による計算結果とともに、図-8(a),(b)に示す。ともに、山頂付近に $|V| = 1.3$ の加速領域があり、 $|V| = 1.1$ の領域は流下方向に伸

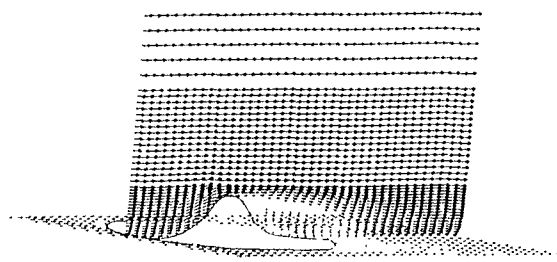


図-5 中立成層での平均速度ベクトル

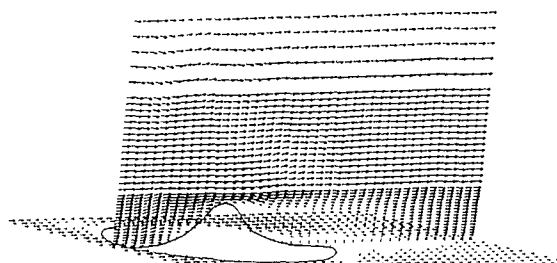


図-6 安定成層での平均速度ベクトル

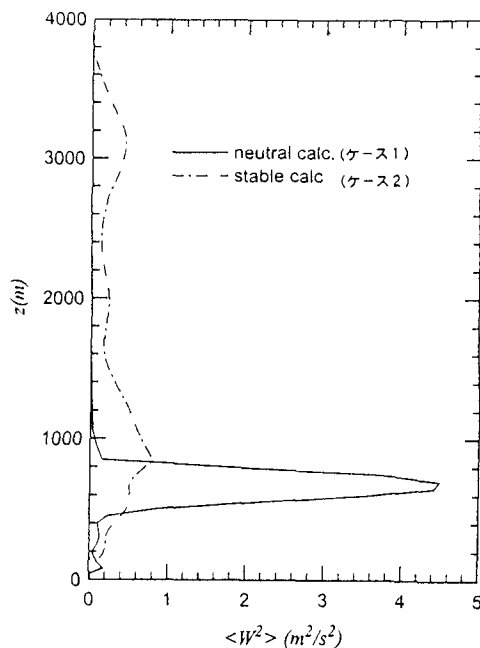


図-7 鉛直方向の乱れ成分 $\langle w^2 \rangle (m^2/s^2)$

び、孤立山高さ1.5倍程度下流では、 $|V| = 0.3$ まで減少している。図-9(a),(b)にケース2の場合の同様のコンター図を示す。 $F_r = 2.0$ において、頂上前方の加速領域は小さくなり、 $|V| = 1.3$ の領域が存在しなくなるのが分かる。さらに、図-10(a),にケース2における乱れ強さ (V'/U_0) のコンター図を示す。比較のため、図-10(b)に松本ら¹³⁾の相対乱れ強さ $(V'/|V|)$ の結果を示す。松本ら¹³⁾の結果は山の風

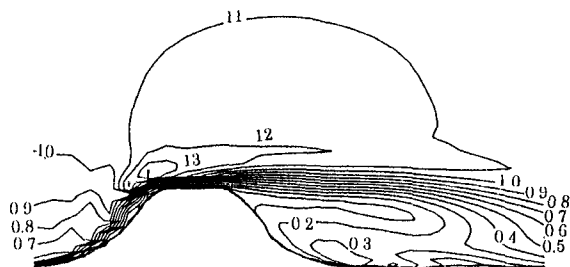


図-8 (a) 中立流数値解析 (本研究)

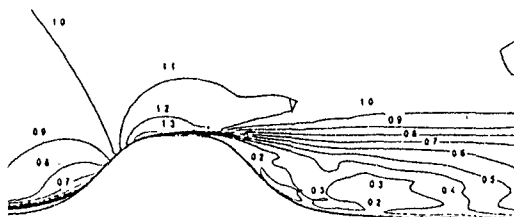


図-8 (b) 中立流数値解析 (松本ら¹³⁾)

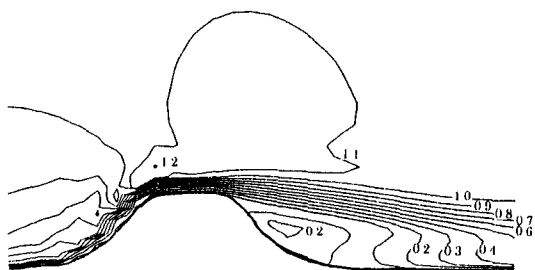


図-9 (a) $F_r = 2.0$ 数値解析 (本研究)

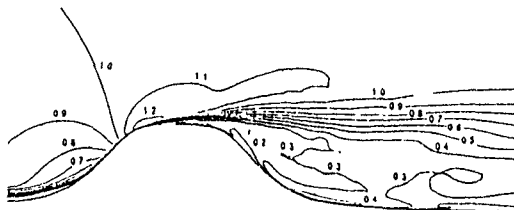


図-9 (b) $F_r = 2.0$ 数値解析 (松本ら¹³⁾)

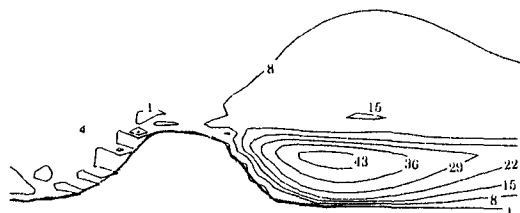


図-10 (a) $F_r = 2.0$ 数値解析 (本研究)

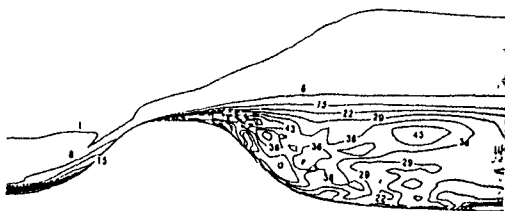


図-10 (b) $F_r = 2.0$ 数値解析 (松本ら¹³⁾)

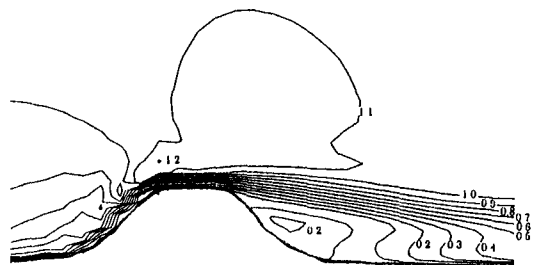


図-11 (a) $F_r = 2.0$ 数値解析 ($k_t = v_t$)

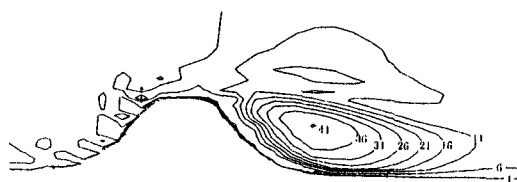


図-11 (b) $F_r = 2.0$ 数値解析
($k_t = (1 + 2l/\Delta S)v_t$)

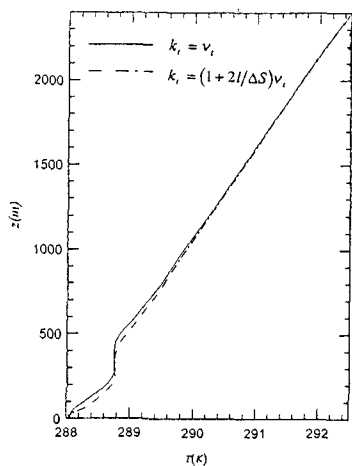


図-12 平均温度分布

下側で細かく変動しているが、全体的な分布は似た結果になっている。

ケース2においては、乱流熱拡散係数と渦粘性係数とを等しいと置いた場合と、乱流熱拡散係数に温度成層の影響を入れた場合との比較を行った。図-11(a)にその影響を入れた場合の平均流速の絶対値 $|V|$ のコンター図を、図-11(b)に乱れ強さ (V'/U_0) のコンター図を示す。影響を入れていない図-9(a)の結果、図-10(a)の乱れ強さの結果とほとんど変化が見られない。図-12は山頂より600m 風下での平均温度分布を示しているが、これにも違いがあまり見られないのが分かる。乱流熱拡

散係数に温度成層の影響を入れても、その効果は表れなかった。

6. まとめ

本研究では、複雑な地形に対応ができるように計算格子の生成に境界形状に沿っていなくても滑らかな境界条件を課することができる Hirt¹²⁾により提唱されている FAVOR 法を用い、また温度場による影響を考慮し、地形上乱流の LES シミュレーション計算を行った。平坦地面上の大気境界層のシミュレーションでは、Mason and Thomson ら¹⁶⁾による計算とほぼ同様の結果を得ることができた。孤立山をすぎる流れシミュレーションでは、実験値により検証する必要があるものの、孤立山をすぎる流れシミュレーションでは中立、安定成層条件下での良好な結果が得られた。また、乱流熱拡散係数に温度成層の影響を考慮してもほとんど違いが見られないことから、現段階ではその効果はあまりないと思われる。

参考文献

- 1) Hunt, J. C. R.: FlowStar 4.0 Model Description and Manual, CERC Ltd., Jan 1994.
- 2) 野田博, 藤波潔, 宮下康一, 田村哲郎: 複雑地形まわりの強風予測に関する系統的研究, 日本建築学会大会講演概要集, pp. 163-164, 1997.
- 3) Deardorff, J. W.: Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer, Boundary-Layer Met., Vol. 7, pp. 81-106, 1974.
- 4) Mason, P. J.: Large-eddy Simulation, A Critical Review of the Technique, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., Vol. 120, pp. 117-162, 1994.
- 5) Hino, M., Kanda, M. and Inagaki, S.: Numerical Experiment on the Momentum Transfer at the Air-plant Interface. Proc. Hydraulic Engineering, JSCE, Vol. 36, pp. 689-692, 1992.
- 6) 半場藤弘: 大気境界層の LES による非局所的な乱流拡散の考察、第26回乱流シンポジウム講演論文集, pp. 431-434, 1994
- 7) 内田孝紀, 大屋祐二: Dynamic SGS Modelを用いた雑地形を過ぎる中立流の LES, 第8回計算流体力学シンポジウム講演論文集, pp. 343-344, 1997
- 8) Sullivan, P. P., McWilliams, J. C. and Meong, C-H.: A Subgrid-scale Model for Large-eddy Simulation of Planetary boundary-layer Flows, Boundary-Layer Met., Vol. 71, pp. 247-276, 1994.
- 9) 呉銀珠, 山口克人, 近藤明: BFCを用いた大気境界層の数値モデル (II), 第10回数値流体力学シンポジウム講演論文集, pp. 306-307, 1996.
- 10) 内田孝紀, 大屋祐二: 地面上の3次元物体を過ぎる安定成層流の数値計算, 第10回数値流体力学シンポジウム講演論文集, pp. 304-305, 1996.
- 11) Hunt, J. C. R. and Snyder, W. H.: Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three-dimensional hill, J. Fluid Mech., Vol. 96, pp. 671-704, 1980.
- 12) Hirt, C. W.: Volume-fraction Technique: Powerful Tools for Wind Engineering, Proc. First Int. Symp. On Comp. Wind Eng., pp. 333-344, 1992.
- 13) 松本繁則, 田村哲郎, 中原輝男: 丘陵地形周辺の非定常流れの実験と数値解析, 第2回環境流体シンポジウム講演論文集, pp. 457-458, 1997.
- 14) Nakayama, A. and Noda, H.: Physical and Numerical Modeling of Turbulent Flow over Complex Topography, Proc. 11th Symposium on Turbulent Shear Flows, pp. 19.4.1-6, 1997.
- 15) 中山昭彦, 野田博: 複雑地形上の風環境の解析、第1回環境流体シンポジウム講演論文集, pp. 347-348, 1996.
- 16) Mason, P. J. and Thomson, D. J.: Large-eddy Simulation of the Neutral-static-stability planetary boundary layer, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., Vol. 113, pp. 413-443, 1987.

(1997. 9. 30受付)