J. of Wind Engineering
No. 92 July 2002

日本風工学会論文集
第92号 平成14年7月

論 文

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

Numerical Simulation on Wind Fields over Complex Terrain using Nested Grids

内田 孝紀*1 大屋 裕二*2
Takanori UCHIDA, Yuji OHYA

SUMMARY

In order to develop an overall efficient and accurate model of simulating an unsteady three-dimensional airflow over complex terrain with characteristic length scales on the order of kilometers, we have been examining the large-eddy simulation (LES) technique using a finite-difference method (FDM). These LES codes are referred to as the RIAM-COMPACT (Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Computational Prediction of Airflow over Complex Terrain), and are based on two grid systems and corresponding variable arrangement: one is an orthogonal staggered grid; the other is a generalized curvilinear collocated grid. In this paper, using the RIAM-COMPACT based on a generalized curvilinear collocated grid, we have performed the calculations of a non-stratified airflow over real complex terrain. This area covers the new campus of Kyushu University. To investigate more clearly the influence of topography on the airflow over the new campus area, we employed nested grids: the outer grid domain is 9.75km×4.65km×1.46km with horizontal grid spacing of 50m and the inner grid domain is 5km×2.7km×1.46km with horizontal grid spacing of 25m. The numerical results were compared with the wind tunnel experiment, and airflow characteristics due to the topographic effect, such as the wind speed-up and the separated flow, were successively simulated.

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，多様性に富む複雑地形がほとんどである．したがって，欧米で汎用的に使用されている既存の線形風況予測モデル[1]を国内の局所風況予測に適用した場合，その予測精度は著しく低下する．この理由は，欧米の線形数値モデル[1]が流れの剥離を伴わない比較的なだらかな丘陵地形を対象にしているからである．日本国内において地表面近くの風況特性を高精度に数値予測するためには，風に対する地形効果を考慮することが極めて重要となる．すなわち，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，逆流などを高精度に数値予測できる局地的風況予測モデルの確立が強く期待されている．

このような社会的，工学的要請を受けて，各方面で精力的な研究(例えば文献[2-4])が行われている．石原ら[2]は非線形k-εモデルにより孤立地形まわりの計算を行い，風洞実験と比較して解析モデルの予測精度を検証している．また200(m), 50(m), 25(m)の三種類の計算格子を用いて実地形を対象にした2次元解析も行い，格子解像度の影響を調べている．中山ら[3]は地表面粗度モデルを支配方程式に付加し，実地形を対象にラージ・エディ・シミュレーション(LES)を行っている．また同時に，風洞実験結果を用いて計算結果の検証を行っている．李ら[4]は粗度長を含む対数則に基づき，人工的地面境界条件を課したLESを行い，粗

*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 教授 工博
Professor, Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Dr. Eng.
(原稿受理：平成13年11月7日)

度分布の違いが孤立地形まわりの気流特性に与える影響を検討している.

我々は強風時, 弱風時の複雑地形上の精密風環境予測を目的にした, RIAM-COMPACT(Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Computational Prediction of Airflow over Complex Terrain)と称する数値モデルを開発している[5-8]. 解析空間は数百m～数km程度の局所域である. 強風時の風環境予測では, 中立成層状態における風力発電の適地選定に関する風況精査や, ウインドファーム立地後の日々の風況予測(リアルタイムシミュレーション)などを対象とする. 一方, 弱風時の風環境予測では, 安定成層状態における大気汚染物質の移流拡散予測などを対象とする.

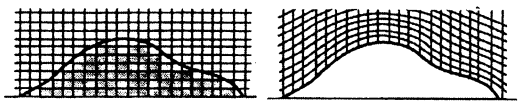
実現象との対応を考慮すると, 地表面粗度[7]や流入風の速度勾配や乱れ[8]の影響が地形周辺流れに与える影響は極めて重要な問題である. その一方で, 傾斜角度やスケールの異なる地形が複雑に組み合わさり配置された実地形に対して, その地形効果に起因して生じる気流性状の変化や非定常な風況パターンの変化について議論した研究はほとんど無い. そこで本研究では, 地表面粗度[7]や流入風の速度勾配や乱れ[8]の影響は省略し, 単純化・理想化された状況において風に対する複雑地形の配置や起伏の効果を調べることを目的とする. この目的に対し, Fig.1に示す九州大学新キャンパス移転地を含む実地形上の風況場解析を行った. また同時に, 風洞実験も行い, 数値モデルの有効性と計算結果の妥当性を検証した.

Fig.1 九州大学新キャンパス移転地の位置
Location of the new campus area of Kyushu University

2. 局地的風況予測モデルRIAM-COMPACTの特徴

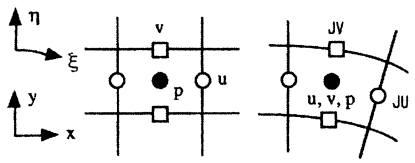
RIAM-COMPACTは差分法に基づいたFORTRANプログラムである. 主な特徴を以下に示す.

1) 国土地理院などの標高数値データに基づいて実際の複雑地形を再現する際, 直交座標系のスタガード格子[5], あるいは一般曲線座標系のコロケート格子を適宜選択することが可能である(Fig.2, Fig.3を参照). スタガード格子[5]では計算格子のセル中心に圧力を定義し, セル界面に各速度成分を定義する. この場合, 実地形はセルの集合体で矩形状に近似される. この方法は特に地形起伏が急峻で, 一般曲線座標系では地形近傍において計算格子が極端に歪むような場合に有効である. この方法の詳細は文献[5]を参照していただきたい. 一方, コロケート格子ではセル中心に圧力と全ての物理速度成分を定義し, セル界面にヤコビアンを乗じた各反変速度成分を定義する.



(a)直交座標系 Orthogonal coordinate system　(b)一般曲線座標系 Generalized curvilinear coordinate system

Fig.2 座標系
Coordinate system



(a)スタガード格子 (b)コロケート格子
Staggered grid　Collocated grid

Fig.3 変数配置
Variable arrangement

2) ネスティング手法を導入することで, 広域スケールから注目する局所域スケールまで多段階で効率良く計算することが可能である.

3) 複雑地形上の非定常な高レイノルズ数乱流場を計算対象とするため, ラージ・エディ・シミュレーション(LES)と呼ばれる乱流モデルを採用する.

LESでは流れ場に空間フィルタ(空間平均)を施し，大小様々なスケールの乱流渦を，計算格子よりも大きなグリッドスケール(GS)成分の渦と，それよりも小さなサブグリッドスケール(SGS)成分の渦に分離する．これに伴い，計算格子で解像できる程度にまで滑らかにされたGS成分の大規模渦については，流れ場の影響を強く受けるため，モデルに頼らず直接数値シミュレーションを行う．一方で，SGS成分の小規模渦が担う，主としてエネルギー消散作用については，フィルタリングにより生じたSGS応力を物理的考察に基づいてモデル化して計算に取り入れる．差分法においては一般に空間フィルタと微分操作の互換性が成立するので，フィルタ関数を陽に与える必要はない．本研究では，局所平衡と渦粘性を仮定したスマゴリンスキーモデル[9]をSGSモデルとして採用する．空間フィルタを施して粗視化した連続の式とナビエ・ストークス方程式の無次元形を以下に示す．ここで，主流方向，主流直交方向，鉛直方向を示す座標系はx_i(x_1=x, x_2=y, x_3=z)とし，各方向のGS速度成分は$\bar{u}_i$($\bar{u}_1=\bar{u}$, $\bar{u}_2=\bar{v}$, $\bar{u}_3=\bar{w}$)とする．長さの代表値には計算領域の特徴的な地形高さhを選び，速度の代表値には流入境界面での高さhにおける速度Uを選ぶ．よって，流れ場を特徴づけるレイノルズ数はUとhを用いて$Re=Uh/\nu$と定義される．なお，重複する添え字には総和規約が適用される．

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i}=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t}+\bar{u}_j\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}=-\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i}+2\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\frac{1}{Re}+\nu_{SGS}\right)\bar{S}_{ij}\right] \tag{2}$$

(2)式中のν_{SGS}はSGS渦粘性係数と呼ばれ，スマゴリンスキーモデル[9]における唯一のモデルパラメータであるスマゴリンスキー定数C_Sと歪速度テンソル$\bar{S}_{ij}$を用いて以下のように定義される．ここで，C_Sには壁面減衰関数f_Sを乗じて地表面付近において修正を施す．

$$\nu_{SGS}=\left(C_S f_S \Delta\right)^2\left|\bar{S}\right| \tag{3}$$

$$f_S=1-\exp\left(-z^+/25\right) \tag{4}$$

$$\left|\bar{S}\right|=\left(2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}\right)^{1/2} \tag{5}$$

$$\bar{S}_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right) \tag{6}$$

スマゴリンスキーモデル[9]では大小様々なスケールの乱流渦を分離するフィルタ幅が代表長さスケールとなる．直交座標系ではフィルタ幅は格子幅と同じとし，各方向の格子幅h_i($=h_x, h_y, h_z$)により以下のように定義する．

$$\Delta=\left(h_x h_y h_z\right)^{1/3} \tag{7}$$

以上，(1)-(7)式が直交座標系におけるLES基礎式である．一般曲線座標系に基づくLESでは，上記の(1)-(7)式は計算面($\xi-\eta-\zeta$)に変換される．

(2)式は若干の付加項を伴うナビエ・ストークス方程式である．よって，一般に使用される非定常流体解析法がそのまま適用できる．速度場と圧力場のカップリングアルゴリズムには，オイラー陽解法に基づいた部分段階法を用いる．圧力については，2段階に分けた(2)式のうち，圧力勾配項を含む式を(1)式に代入して圧力のポワソン方程式を導き，SOR法により緩和計算する．空間項の離散化に関して，(2)式の対流項には3次精度風上差分を適用する．但し，4次精度中心差分は補間法[10]に基づき，4階微分の数値拡散項の重みは通常使用されるK-Kスキーム[11]のα=3に対してα=0.5とし，その影響は十分に小さくする[6]．残りの空間項については2次精度中心差分を用いる．Table.1に直交座標系のスタガード格子[5]と一般曲線座標系のコロケート格子に基づいた数値計算法の概要を示す．計算コードの精度を検証するため，壁面せん断乱流場を対象に計算を行い，両ケースともにDNSデータベースと比較して良好な一致を得た[6]．

3. 実地形上の風況場解析

本研究では，九州大学新キャンパス移転地を含む実地形上の風況場解析に，一般曲線座標系のコロケート格子に基づいたRIAM-COMPACT(Code Ⅱ)を適用した．Fig.1に示すように，移転地は福岡市西区の元岡・桑原地区(糸島半島中央東寄り)に位置し，周辺地勢の特徴として西側に標高244(m)の火山，南西に標高365(m)の可也山が位置している．

	Code I	Code II
座標系	直交座標系	一般曲線座標系
変数配置	スタガード格子	コロケート格子
離散化手法	差分法	
カップリングアルゴリズム	部分段階法	
時間積分法	オイラー陽解法	
圧力解法	SOR法	
対流項の離散化	補間法に基づいた3次精度風上差分 (数値拡散項の重み α=0.5, K-Kタイプでは α=3)	
その他の空間項の離散化	2次精度中心差分	
SGSモデル	壁面減衰関数を併用した 標準スマゴリンスキーモデル	

Table.1 RIAM-COMPACTの概要

Characteristics of the RIAM-COMPACT

3．1 広域地形を対象にした風況シミュレーション

本研究ではこの地域の卓越風である西風を想定した．この場合，新キャンパス移転地周辺の地勢から，この地域の風況場に影響を及ぼす地形として火山と可也山が予想された．そこで，最初にこの二つの地形を含む比較的広い領域の計算を行った．Fig.4に計算領域と座標系を示す．Fig.4において移転地を実線で囲んだ地域で示す．計算領域は実スケールで主流方向(x)，主流直交方向(y)，鉛直方向(z)に9.75(km)×7.8(km)×1.46(km)の空間を有する．実地形の形状は国土地理院の50(m)標高数値データに基づいて作成した．格子点数はx，y，z方向に196×157×81点である．水平方向は等間隔($\Delta x=\Delta y$=50m)の分解能とし，鉛直方向は地形表面付近で格子が密になるように不等間隔(Δz=1.8～180m)とした．速度の流入条件に関して，本研究では特に地形起伏に起因した地表面近傍の風況変化を明確にするため，速度勾配と乱れの影響は省略し一様流入条件を課した．この場合においても，解析領域前縁部から地面境界層が発達するが，その厚さは解析空間の特徴的な地形である火山や可也山の高さに比べて十分に薄い．また，乱れのほとんどは地形起伏の影響から発生するものである．流入気流の速度勾配と乱れの影響を考慮した，すなわち，複雑地形が乱流境界層に埋没した状況の計算は文献[8]で検討している．その他の速度の境界条件は，側面境界と上部境界は滑り条件，流出境界は対流型流出条件とした．地面境界条件については，鉛直方向の最小メッシュサイズを1.8(m)と十分に細かく設定したので，対数則に基づく人工的境界条件は用いず，粘着条件を適用した．風に対する地形効果に注目するため，森林などの地表面粗度[7]の影響も省略した．よって，本研究の計算は地表面粗度[7]や流入風の速度勾配や乱れ[8]の影響が無い，単純化・理想化された状況を模擬したものである．レイノルズ数Re(=Uh/ν)は，標高365(m)の可也山(高さh)と流入境界面での高さhにおける一様流入風速Uによって定義し，2.5×10^4とした．これは後述する風洞実験とほぼ同じである．時間刻みは$\Delta t=1\times10^{-3}$h/Uとし，スマゴリンスキーモデル[9]のモデル定数はC_s=0.1とした．ここで，本研究で設定した計算パラメータについて実スケールとの対応を考えてみる．設定風速をU=5(m/s)とすると，100,000ステップ(無次元時間100)の計算は約2時間の時間積分に対応する．

Fig.5に地形表面からの実スケールz^*=60(m)における瞬間場(主流方向(x)の速度成分($\bar{u}$/U))と時間平均場($<\bar{u}>$/U)を示す．ここでFig.5(b)に示す平均場は，Fig.5(a)に示す瞬間場から無次元時間100の時間平均を行ったものである．また，無次元時間200の時間平均場と比較し，複雑地形上の局所的な流れの構造に対して，平均化時間の影響はほとんどないことを確認した．これはFig.7についても同様である．両者ともに火山と可也山の上流斜面における気流の増速

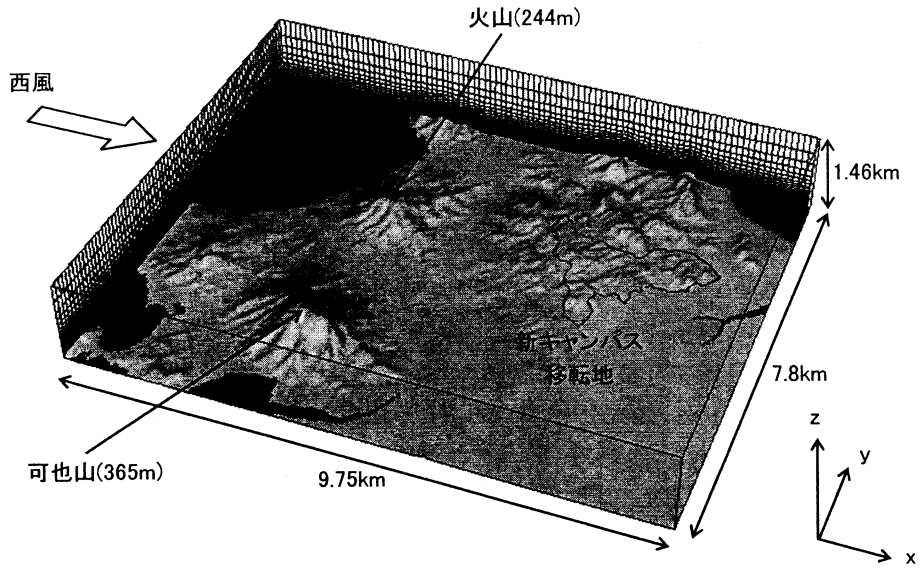


Fig.4 広域地形を対象にした風況シミュレーションの計算領域と座標系

Computational domain and coordinate system for the wind field simulation over large complex terrain

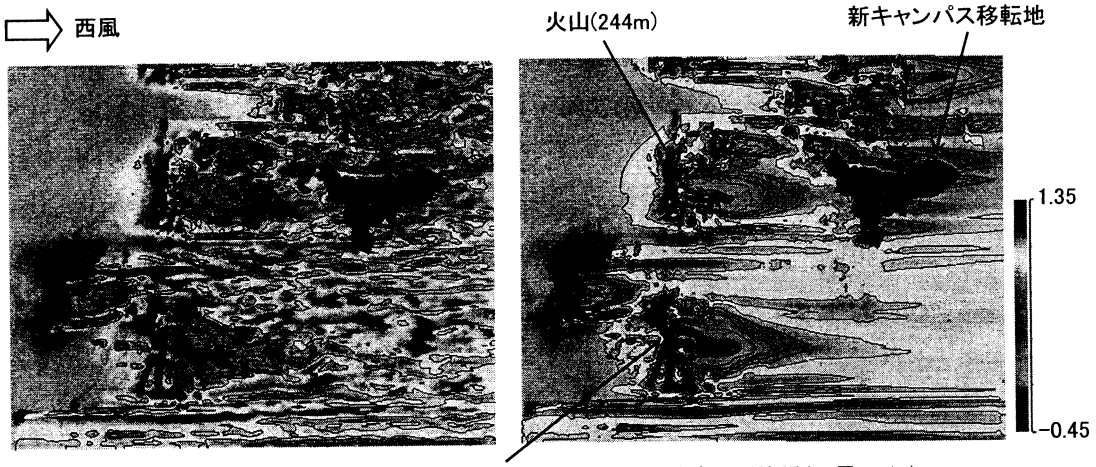


Fig.5 主流方向(x)の速度成分の分布, z*=60(m)

Distributions of the velocity component in the x-direction

(ū/U>1, あるいは< ū >/U>1), 両地形背後での逆流(ū/U<0, あるいは< ū >/U<0), 両地形を回り込む流れなどが明確に観察される. またわずかな地形起伏の変化を反映して, 気流が力学的に変化し, これに伴い局所的に増速あるいは減速している. この風に対する地形効果は, 一般曲線座標系ではレギュラー格子(格子の同一節点上で全ての物理量を定義する)ではなくコロケート格子とし, かつそれに適した差分近似[10]を行い再現された. さて, 移転地(図中に表示)に対する火山と可也山の影響に注目する. 西風を想定した場合, 移転地のほぼ上流に位置する火山については, それに起因した乱れが流下し移転地上の風況特性に強く影響している. これに対し, 可也山に起因した乱れの影響はほとんど確認できない.

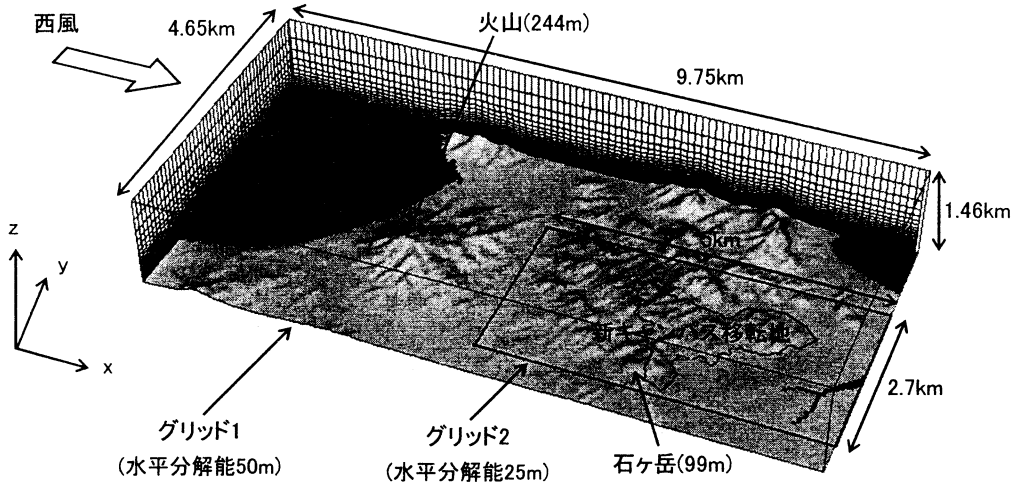


Fig.6 ネストグリッドを用いた場合の計算領域と座標系

Computational domain and coordinate system for the calculation by using nested grids

3. 2 ネストグリッドによる高解像度シミュレーション

前節の計算結果(Fig.5)から，西風を想定した場合，新キャンパス移転地上の風況場に対して可也山に起因する乱れの影響はほとんどないことが確認された．そこでFig.6に示すように，可也山を省略した計算領域を新たに設定した．また同時に，移転地上とその周辺の風況特性を詳細に調べるため，ネストグリッドシステムを導入した．この手法の特徴は，広域から注目する局所域までの多段階計算を同時並行的に行うことである(one way nesting)．結果として，注目する領域の風況場を高解像度でかつ効率的に計算することが可能である．移転地周辺の広域をグリッド1(水平分解能50m)，移転地を含む局所域をグリッド2(水平分解能25m)とした．グリッド1とグリッド2の接続境界面付近において物理量の不連続を防ぐため，4次精度補間式[10]を適用した．グリッド1は9.75km(x)×4.65km(y)×1.46km(z)，グリッド2は5km(x)×2.7km(y)×1.46km(z)の空間を有する．格子点数はグリッド1で約150万点，グリッド2で約180万点である．

グリッド2に関して，Fig.7に地形表面からz*=60(m)の時間平均風況場(<ū>/U)を示す．格子解像度の増加に伴い，気流の局所的な増速(<ū>/U>1)，あるいは減速(<ū>/U<1)がより顕著に再現されて

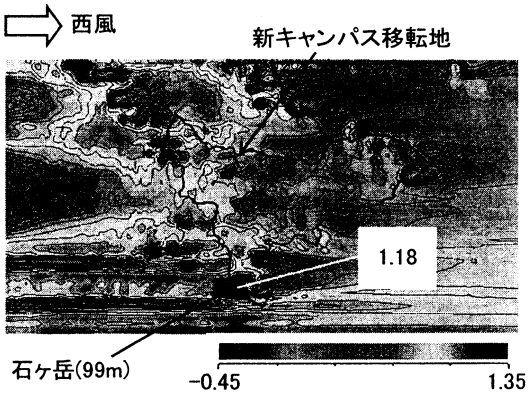
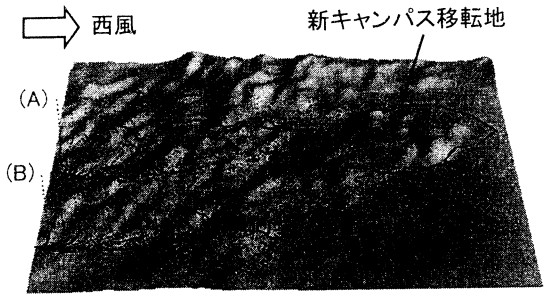


Fig.7 新キャンパス移転地周辺の
時間平均風況場(<ū>/U), z*=60(m)

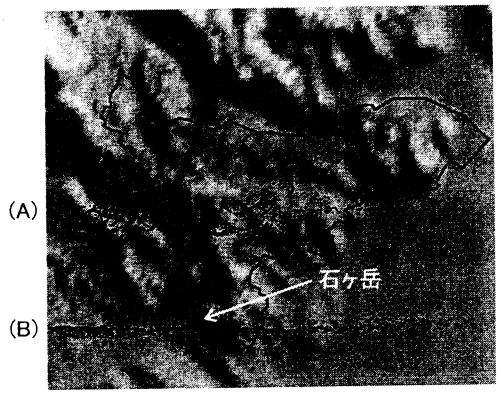
Time-averaged wind field around the new campus area

いる．特に移転地内(図中に表示)に注目すると，標高99(m)の石ヶ岳山頂付近において，一様流入風速Uに対して約20%の増速が確認される(図中に表示，Fig.9(a)を参照)．これは石ヶ岳の上流はほぼ平地で，結果としてほぼ一様な気流が石ヶ岳に接近し，山頂付近で局所的に増速されているものと推測される．

Fig.8に粒子追跡の結果を示す．粒子を放出した位置は，火山山頂の下流に当たる図中(A)と，移転地南部の石ヶ岳山頂を通る図中(B)である．この図から移転地内外の風況特性がより明確に分かる．Fig.8(a)に



(a)Side-view

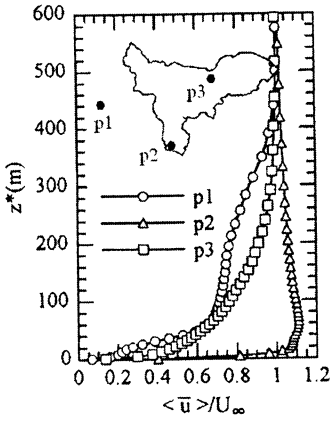


(b)Top-view

Fig.8 新キャンパス移転地周辺の粒子追跡の結果

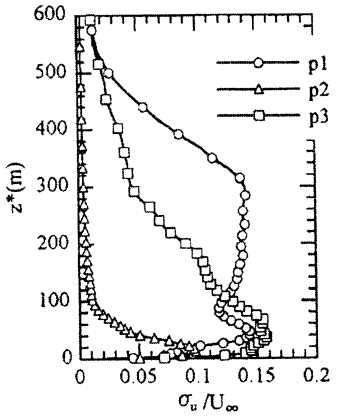
Particle movement around the new campus area

示す粒子(A)は，火山後流域の乱れによって水平方向および鉛直方向ともに激しく変動しながら流下している．この様子はFig.8(b)において，粒子(A)が水平方向に広がっていることからも分かる．一方，粒子(B)は水平方向および鉛直方向ともに変動は非常に小さく，



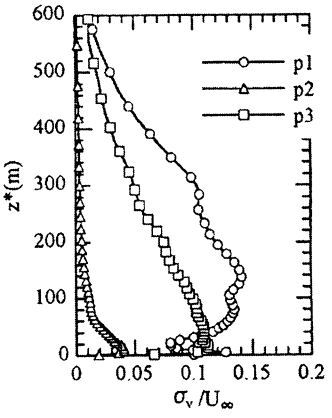
(a)平均速度プロファイル

Mean-velocity profile



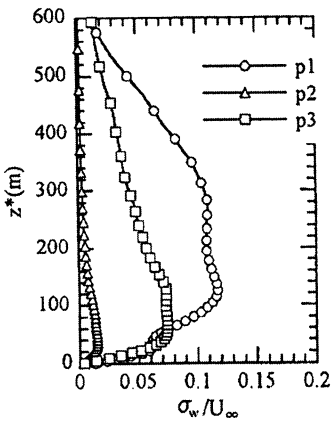
(b)主流方向(x)の乱れ強さ

Turbulence intensity in the x-direction



(c)主流直交方向(y)の乱れ強さ

Turbulence intensity in the y-direction



(d)鉛直方向(z)の乱れ強さ

Turbulence intensity in the z-direction

Fig.9 新キャンパス移転地内外の乱流諸量

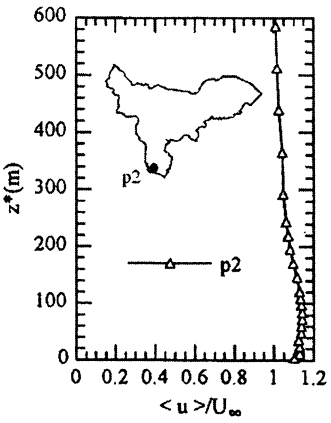
Turbulence statistics at three different locations

Fig.7で述べたように石ヶ岳山頂付近において気流が局所的に増速していることを明確に示唆している.

移転地内外の風況特性に関して定量的な考察を行うため, 主流方向(x)の平均速度プロファイル($<\bar{u}>/U_\infty$)と各方向の乱れ強さ(σ_u/U_∞, σ_v/U_∞, σ_w/U_∞)の鉛直分布をFig.9に示す. 乱流諸量を算出した位置はFig.9(a)に示すp1, p2, p3である. p1は火山山頂の下流で移転地のすぐ上流である. p2は移転地南部の石ヶ岳山頂付近である. p3は移転地の中央部近くに位置する谷部である. 縦軸は地形表面からの実スケールz*(m)を示し, 横軸は後述する風洞実験と同様, 上空風速U_∞で正規化している(一様流入風速Uでないことに注意). 移転地のすぐ上流のp1では, z*=60～400(m)においてFig.9(a)に示す平均速度プロファイルに速度欠損が明確に見られる. これに伴いこの範囲においてFig.9(b), (c), (d)に示す各方向の乱れ強さもかなり大きい. これは火山後流域の乱れの影響であり, 移転地を含む周辺地域の風況特性に強く関与していることを示すものである. 石ヶ岳山頂付近のp2では, z*=60(m)付近で10%近い気流の増速が見られ, 同時に各方向の乱れ強さは全レベルで非常に小さい. 移転地中央部のp3では, 特に目立った特徴は見られない.

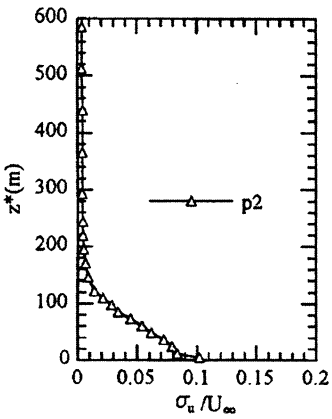
4. 風洞実験による計算結果の検証

九州大学応用力学研究所の温度成層風洞を用いて計算結果の検証を行った. この風洞は開放型の吸い込み式で長さ13.5(m)×幅1.5(m)×高さ1.2(m)の測定胴を有する. 風速範囲は0.5～2.0(m/s)であり, 主流風速を1.0(m/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. 風洞実験で使用した地形模型の縮尺は1/2440であり, その範囲はFig.6とほぼ同じである(標高244(m)の火山は地形模型では100(mm)). 数値計算と類似な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. 一つは, 地形模型を床面から310(mm)持ち上げて設置した. 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, 地形模型を設置したベニヤ板前縁において僅かな傾斜を付けたアルミ板



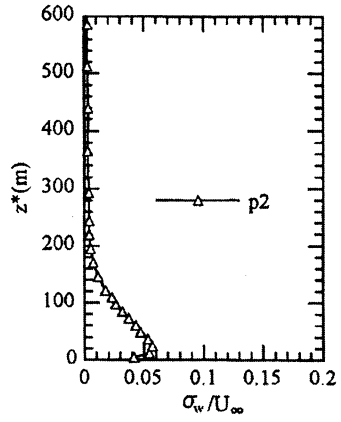
(a)平均速度プロファイル

Mean-velocity profile



(b)主流方向(x)の乱れ強さ

Turbulence intensity in the x-direction



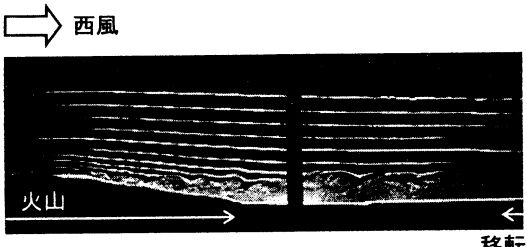
(c)鉛直方向(z)の乱れ強さ

Turbulence intensity in the z-direction

Fig.10 移転地南部の石ヶ岳山頂付近の乱流諸量

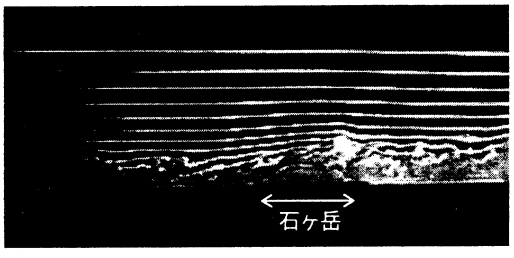
Turbulence statistics near the top of Mt. Ishigateke

を設置し，そこから流れが剥離しないようにした．地形模型を設置しない場合の気流性状を事前に計測し，数値計算と同様に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を確認した．新キャンパス移転地内外の気流計測は，X型の熱線プローブと熱線流速計（ダンテック社製）を鉛直方向にトラバースして行った．時系列データは200(Hz)のローパスフィルターを通した後，500(Hz)のサンプリング周波数でA/D変換を行い，コンピュータで解析して乱流諸量の鉛直分布を求めた．各測定点でのデータ数は30,000個で60(s)の計測時間である．設定風速は1.5(m/s)とした．風洞実験では，Fig.9に示す計算結果において，気流の局所的増速が確認された石ヶ岳山頂付近のp2を対象に気流計測を行った．Fig.10に主流方向(x)の平均速度プロファイル($<u>/U_\infty$)と乱れ強さ(σ_u/U_∞)の鉛直分布，また鉛直方向(z)の乱れ強さ(σ_w/U_∞)の鉛直分布を示す．縦軸は地形表面からの実スケールz*(m)を示す．横軸の正規化に関しては，便宜上，上空風速U_∞を用いた．ここで，上空風速U_∞は一様流入風速Uに対して約10(%)程度の増速が見られた．風洞実験



(a)火山山頂を過ぎる流れ

Airflow past the top of Mt. Hiyama



(b)石ヶ岳山頂を過ぎる流れ

Airflow past the top of Mt. Ishigatake

Fig.11 スモークワイヤー法による流れの可視化

Flow visualization by using the smoke wire technique

においても，Fig.9(a)に示す計算結果と同様，z*=60(m)付近で10%近い気流の増速が明確に再現された(Fig.10(a))．Fig.10(b)，(c)に示す各方向の乱れ強さの鉛直分布については，主流方向成分(σ_u/U_∞)はFig.9(b)に示す計算結果と良く一致した．一方，鉛直方向成分(σ_w/U_∞)はFig.9(d)に示す計算結果と比較して，$z^* \leqq 200$(m)で差異が見られた．計算結果の値は風洞実験と比較して全体的に小さく，ピーク値も風洞実の1/3程度である．これは数値計算と風洞実験で石ヶ岳上流において鉛直方向成分の変動にわずかな違いが生じ，これが影響したものである．

先に述べたように，本研究では計算結果の定量的な検証については，地形表面付近の気流変化(局所的な増速)が明確に観察された石ヶ岳山頂付近のみにとどめた．よって，これを補うため地形模型を過ぎる気流の様子をスモークワイヤー法によって可視化し，計算結果との定性的な比較を試みた．その結果をFig.11に示す．ここで，設定風速は1.0(m/s)とした．可視化を行った鉛直断面はFig.8(a)に示す計算結果と同じである．Fig.11(a)の火山山頂を通る鉛直断面では，火山下流側の斜面において流れが剥離し，これに起因した乱れが移転地上に流下しているのが分かる．Fig.11(b)の石ヶ岳山頂を通る鉛直断面においても，石ヶ岳山頂付近で局所的に流れが増速している様子が捉えられた．これらの気流パターンはFig.8に示す計算結果と同じである．

5. おわりに

数百m～数km程度の小規模スケールから中規模スケールまでの風況場解析を対象に開発した，局地的風況予測モデル(RIAM-COMPACT)の特徴を示し，九州大学新キャンパス移転地を含む実地形上の風況場解析に適用した．また同時に風洞実験を行い，数値モデルの有効性と計算結果の妥当性を検証した．本研究で得られた主な結果は次の通りである．

1) 西風を想定した場合に移転地上の風況場に関与すると予想された標高244(m)の火山と，標高365(m)の可也山の影響を最初に調べた．この目的に対し，50(m)標高数値データに基づいて二つ

の地形を含む比較的広い領域を再現し計算を行った．瞬間場と時間平均場の可視化から，移転地上の風況場に対しては，可也山に起因する乱れの影響はほとんどないことが示唆された．

2) 1)の結果を踏まえ，可也山を省略した計算領域を新たに設定した．また同時に，移転地上とその周辺の風況特性を詳細に調べるため，ネストグリッドシステムを導入し，この地域に対して高解像度計算(水平分解能25m)を行った．時間平均場の可視化と粒子追跡の結果から，地形の起伏に強く影響を受けた風況パターン，すなわち，気流の局所的な増速や減速などが明確に捉えられた．特に移転地内に注目すると，火山後流域の乱れが移転地上の風況特性に強く影響していることが示された．また移転地南部に位置する石ヶ岳山頂付近においては，z^*=60(m)付近で一様流入風速に対して20%近い気流の増速が認められた．これらの風況特性は移転地内外の特徴的な場所における主流方向の平均速度プロファイルと各方向の乱れ強さの鉛直分布の定量的考察からも示された．

3) 風洞実験では，移転地南部の石ヶ岳山頂付近を対象に気流計測を行った．その結果，鉛直方向の乱れ強さは，計算結果と比較して若干の差異が見られた．一方，主流方向の平均速度プロファイルと乱れ強さの鉛直分布は，計算結果と定性的および定量的に良い一致を示した．スモークワイヤー法による流れの可視化においても，数値計算と同様な気流パターンが確認された．

謝辞

新キャンパス移転地周辺の25(m)標高数値データの作成に関して，工学研究院付属環境システム科学研究センターの江崎研究室にお世話になった．数値計算においては，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藤井斉君(現在：株式会社デンソー)に協力を頂いた．地形模型の風洞実験に関しては，九州大学応用力学研究所文部技官の杉谷賢一郎氏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) 近藤裕昭：風力発電のためのマイクロサイティング手法について，資源と環境，Vol.3, No.5, 1994, pp.271-282

2) 石原孟，山口敦，藤野陽三：複雑地形における高精度の風況予測モデルの開発に向けて，第22回風力エネルギー利用シンポジウム講演集，2000, pp.63-66

3) 中山昭彦，岸修士郎：ラージ・エディー・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

4) 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

5) 内田孝紀，大屋裕二：局地的風況予測に対するLESの適用，第16回風工学シンポジウム論文集，2000, pp.59-64

6) 内田孝紀，大屋裕二：ラージ・エディ・シミュレーションによる局地的風況予測モデルRIAM-COMPACTの評価 その.2，九州大学応用力学研究所所報，第121号，2001, pp.73-85

7) 田鍋義博，内田孝紀，杉谷賢一郎，大屋裕二：地表面粗度を考慮した局地的風況予測に関する計算手法の開発，日本航空宇宙学会西部支部講演会，2001, pp.71-74

8) T. Uchida and Y. Ohya : Large-eddy simulation of turbulent airflow over complex terrain, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 2002, accepted

9) J. W. Deardorff : A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers, J. Fluid. Mech., Vol.41, 1970, pp.453-480

10) 梶島岳夫：乱流の数値シミュレーション，養賢堂，1999

11) T. Kawamura, H. Takami and K. Kuwahara : Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, Fluid Dyn. Res., Vol.1, 1986, pp.145-162