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. 壁面せん断乱流場による計算精度の検証と実地形上の風況場解析への適用—

内田 孝紀*, 大屋 裕二*

(2001年6月29日受理)

Assessment of the RIAM-COMPACT for Predicting Local Wind System over Complex Terrain

—Part.2 Investigation of the Computational Accuracy in the RIAM-COMPACT and Application to the Prediction of the Wind Field over Real Complex Terrain—

Takanori UCHIDA and Yuji OHYA

E-mail of corresponding author: *takanori@riam.kyushu-u.ac.jp*

Abstract

In order to develop an overall efficient and accurate model of simulating an unsteady three-dimensional airflow over complex terrain with characteristic length scales of the order of kilometers, we have been examining the large-eddy simulation (LES) technique using a finite-difference method (FDM). In LES, the large-scale flow field has been obtained by directly integrating the filtered, three-dimensional, time-dependent Navier-Stokes equations. On the other hand, the small-scale field motions were simulated through an eddy-viscosity model. 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. First, using the RIAM-COMPACT, we have performed the calculations of wall turbulence at a Reynolds number of 3300, based on the maximum mean-velocity and domain depth, with about 1.1×10^6 grid points ($129\times129\times65$ in x, y, z). The numerical results were used to investigate the computational accuracy in the RIAM-COMPACT. Agreements of the computed mean-velocity profile, turbulence intensities and Reynolds shear stress with direct numerical simulation (DNS) databases are very good. The detailed flow structures were also examined. Next, we have applied the RIAM-COMPACT to the wind field over real complex terrain. The characteristics phenomena, such as the wind speed-up and the separated flow, are successively simulated.

Key words：*RIAM-COMPACT, Large-eddy simulation, Orthogonal staggered grid, Generalized curvilinear collocated grid, Wall turbulence, Real complex terrain*

1. 緒 言

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数値モデル[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，地形による風の力学的変形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剥離流や乱れ，あるいは地形効果による収束流や迂回流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，工学的要請があるにも関わらず，十分な予測精度を有する数値モデルは未だ確立されておらず，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を地面境界条件に課したLESを行い，粗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．

我々は数百m～数十km程度の小規模スケールから

* 九州大学応用力学研究所

中規模スケールまでの風況場に関して，特に地表面近くの風況特性を高精度に数値予測する計算プログラムを開発している[5-7]．これをRIAM-COMPACT(Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Computational Prediction of Airflow over Complex Terrain)と呼んでいる．RIAM-COMPACTの主な解析対象は，1)地形性強風の発生メカニズムの解明，2)風力発電の適地選定や立地後の日々の発電予測に関連した局所的な風の増速域と増速率の推定，3)大気汚染物質の移流拡散予測などである．本報では前報[7]に引き続いてRIAM-COMPACTの詳細な検討を行ったので，その結果を報告する．第2章ではRIAM-COMPACTの特徴を述べる．第3章では計算精度を検証するために行った壁面せん断乱流場の結果を示す．第4章では実地形上の風況場解析例を紹介する．Appendixでは風上差分による数値拡散項の影響について考察を行う．

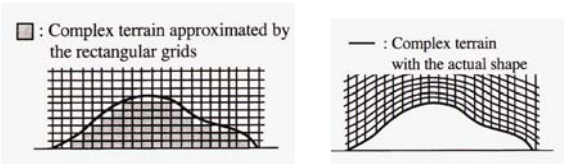
2.　RIAM-COMPACTの概要

局地的風況予測モデルRIAM-COMPACTは差分法に基づいたFORTRANプログラムである．主な特徴は以下に示す通りである．

1)　標高数値データを用いて複雑地形を再現する際，直交座標系のスタガード格子，あるいは一般曲線座標系のコロケート格子を適宜選択して計算格子を形成することが可能である(Fig.1，Fig.2を参照)．スタガード格子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，実地形は計算格子のセルの集合体で矩形状に近似される．この方法は格子解像度を上げれば曲線的な地形形状も高い精度で表される．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．

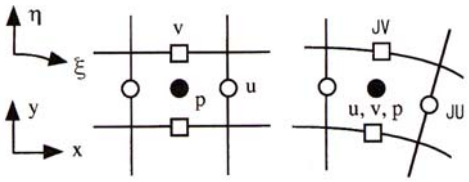
2)　複雑地形上の非定常な高レイノルズ数乱流場を計算対象とするため，ラージ・エディ・シミュレーション(LES)と呼ばれる乱流モデルを採用している．

3)　ネスティング手法を導入することにより，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．



(a)Orthogonal coordinate　　(b)Generalized curvilinear coordinate

Fig.1 Coordinate system



(a) Staggered grid　(b) Collocated grid

Fig.2 Variable arrangement

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，SGSモデルとして局所平衡と渦粘性を仮定したスマゴリンスキーモデル[8]を採用する．空間フィルタを施して粗視化(coarse graining)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，スパン方向，鉛直方向を示す座標系はx_i(x_1=x，x_2=y，x_3=z)とし，各方向における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スケール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/ν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[8]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(strain-rate tensor) $\bar{S}_{ij}$を用いて以下のように定義される．ここで，C_Sにはvan Driest型の壁面減衰関数(wall damping function)f_Sを乗じて地表面付近において修正を施す．

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

	Code Ⅰ	Code Ⅱ
Coordinate system	Orthogonal coordinate	Generalized curvilinear coordinate
Variable arrangement	Staggered arrangement	Collocated arrangement
Discretization method	Finite-difference method (FDM)	
Coupling algorithm	Fractional step method	
Time advancement method	Euler explicit method	
Poisson equation for pressure	Successive over relaxation (SOR) method	
Convective terms	3rd-order upwind scheme based on an interpolation method (α=0.5)	
Other spatial derivative terms	2nd-order central scheme	
SGS model	Standard Smagorinsky model with the wall damping function	

Table.1 Characteristics of the RIAM-COMPACT

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

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

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

スマゴリンスキーモデル[8]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の支配方程式である．一般曲線座標系に基づくLESコードでは，上記の(1)-(7)式は計算面($\xi-\eta-\zeta$)に変換される．

LESの支配方程式である(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ので，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(fractional step method)[9]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ッソン方程式を導き，SOR法(successive over relaxation method)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，その影響は十分小さくする．これについてはAppendixで考察する．残りの空間項については2次精度中心差分を用いる．直交座標系の場合を例に取り，実際の計算手順を以下に示す．なお，直交座標系のスタガード格子と一般曲線座標系のコロケート格子に基づいたLESコードの概要をTable.1に示す．これ以後，直交座標系のスタガード格子に基づいたLESコードをCode Ⅰ，一般曲線座標系のコロケート格子に基づいたLESコードをCode Ⅱと称する．

1. (2)式のfilteredナビエ・ストークス方程式を2段階に分け，圧力勾配項以外の各項を含む式からGS速度成分$\bar{u}$，$\bar{v}$，$\bar{w}$の中間値$\bar{u}^*$，$\bar{v}^*$，$\bar{w}^*$を求める．
2. $\bar{u}^*$，$\bar{v}^*$，$\bar{w}^*$が(1)式を満足するように総圧力$\bar{P}^{n+1}$を圧力のポワッソン方程式からSOR法により求める．
3. $\bar{u}^*$，$\bar{v}^*$，$\bar{w}^*$に$\bar{P}^{n+1}$の勾配を加えて新しい時間ステップの$\bar{u}^{n+1}$，$\bar{v}^{n+1}$，$\bar{w}^{n+1}$を求める．

3. 壁面せん断乱流場による RIAM-COMPACTの計算精度の検証

3.1 計算条件

RIAM-COMPACTを用いて十分に発達した3次元壁面せん断乱流場のLESを行う．チャネル乱流の数値シミュレーションと同様，主流方向(x)とスパン方向(y)には有限な計算領域を設け，x方向の平均圧力勾配により流れが駆動される．この場合の圧力は変動圧力となる．x方向とy方向には周期境界条件を課し，乱流渦が繰り返し現れるようにして流れ場を十分に発達させる．このためには壁面近傍に出現する重要な構造，すなわち，

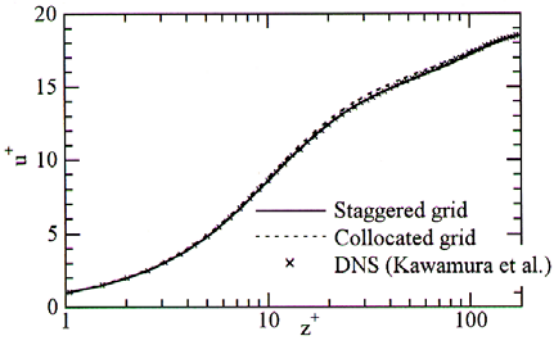
Reynolds number	Computational domain	Grid number	Spatial resolution $h_i^+(=Re_\tau h_i)$			Time increment	Smagorinsky constant
Re_τ $(=u_\tau \delta/\nu)$	$L_x \times L_y \times L_z$	$N_x \times N_y \times N_z$	h_x^+	h_y^+	h_z^+	Δt^+ $(=Re_\tau \Delta t)$	C_S
180	$2\pi\delta \times \pi\delta \times \delta$	129×129×65	8.8	4.4	0.47～5.69	0.018	0.1

Table.2 Computational conditions

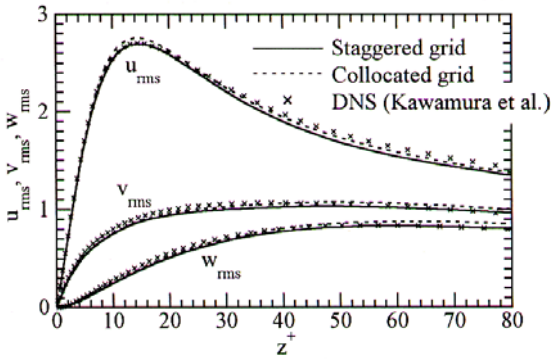
ストリーク構造を解析できる細かい計算格子と，周期境界条件の影響が無視できる十分に広い計算領域が必要である．壁面せん断乱流場の計算では，実地形上の風況場シミュレーションとは違い，速度の代表値に壁面摩擦速度$u_\tau(=(\tau_w/\rho)^{1/2}$，$\tau_w$は壁面摩擦応力)を選び，長さの代表値には流路深さδを選ぶ．よって，流れ場を特徴づけるレイノルズ数はu_τとδを用いて$Re_\tau=u_\tau\delta/\nu$と定義される．流れ場を駆動するための主流方向の一定圧力勾配は$\partial\overline{P}/\partial x=-\tau_w/\delta$であり，無次元化すると-1となる．本計算で設定した各種パラメータをTable.2に示す．各種乱流統計量については十分に発達した流れ場を得た後，無次元時間で10の時間空間平均を行い，GS成分のみから算出した．

3.2　計算結果と考察

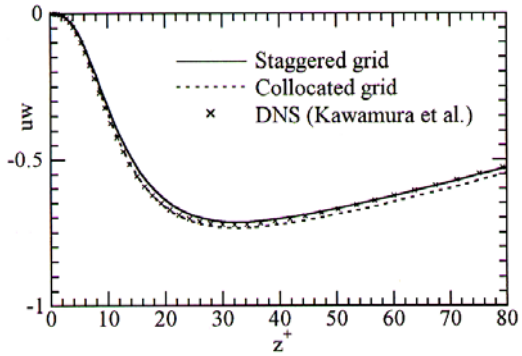
Fig.3に各種乱流統計量の分布を示す．実線と点線がRIAM-COMPACTによる計算結果を示す．実線がCode Ⅰ(直交座標系のスタガード格子)を示し，点線がCode Ⅱ(一般曲線座標系のコロケート格子)を示す．シンボルは差分法によるチャネル乱流のDNSデータベース[12)]を示す．RIAM-COMPACTの計算精度の検証を行うに当たり，河村ら[12)]のDNSデータベースを参照データとして利用した．河村ら[12)]のDNS は，6.4δ(x)×3.2δ(y)×2δ(z)の計算領域に対して，256(x)×256(y)×128(z)点の計算格子を設定している．ここで，以下に示す変動成分は$\overline{u}_i'=\overline{u}_i-\langle\overline{u}_i\rangle$で定義され，式中の〈・〉は時間空間平均を示す．Fig.3(a)の平均流速分布$u^+(=\langle\overline{u}\rangle/u_\tau)$，



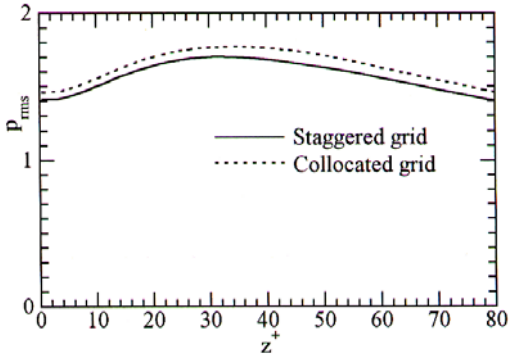
(a) Mean-velocity profiles



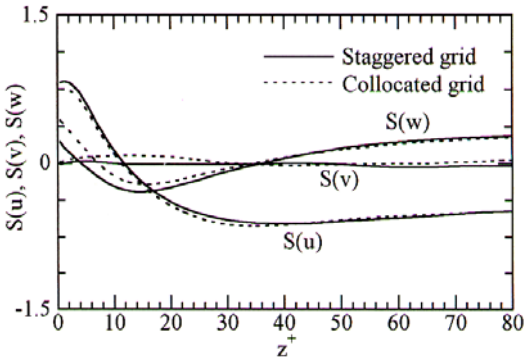
(b) Turbulence intensities



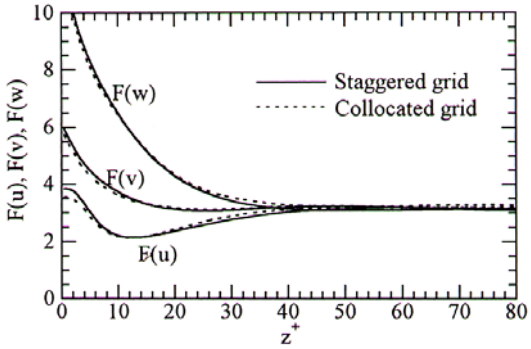
(c) Reynolds shear stress



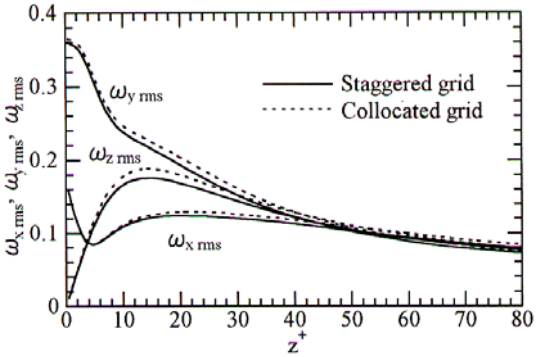
(d) Root-mean-square pressure fluctuations



(e) skewness factors



(f) flatness factors



(g) Root-mean-square vorticity fluctuations

Fig.3 Fully-developed turbulence statistics at Re_τ=180

Fig.3(b)の乱流強度分布u_{rms}(=<$\bar{u}$'^{2}>$^{1/2}$/u_τ), v_{rms}(=<$\bar{v}$'^{2}>$^{1/2}$/u_τ), w_{rms}(=<$\bar{w}$'^{2}>$^{1/2}$/u_τ), Fig.3(c)の流速変動成分の2次モーメントであるレイノルズ応力分布uw(=<$\bar{u}$'$\bar{w}$'>/u_τ^2)に関しては，RIAM-COMPACTの計算結果とDNSデータベース[12]は良好な一致を示している．特にRIAM-COMPACTの計算結果に注目すると，Code ⅠとCode Ⅱでは座標系と変数配置が違うにも関わらず，両者の結果は良い一致を示している．ここで，バルク平均流速U_m，最大平均流速U_c，バルク平均レイノルズ数Re_m(=$U_m\delta/\nu$)，最大平均流速U_cで定義したレイノルズ数Re_c(=$U_c\delta/\nu$)に関して，DNSデータベース[12]との比較をTable.3に示す．またu_{rms}，v_{rms}，w_{rms}，-uwのピーク値に関する比較をTable.4に示す．Table.3およびTable.4ともにRIAM-COMPACTの計算結果とDNSデータベース[12]は概ね良い一致を示す．

	U_m	U_c	U_c/U_m	Re_m	Re_c
Code Ⅰ	15.30	18.57	1.21	2754	3343
Code Ⅱ	15.46	18.48	1.20	2783	3326
DNS[12]	15.85	18.50	1.17	2853	3330

Table.3 Mean flow characteristics

	$u_{rms,\,max}$	$v_{rms,\,max}$	$w_{rms,\,max}$	$-uw_{max}$
Code Ⅰ	2.70	1.03	0.83	0.72
Code Ⅱ	2.76	1.07	0.88	0.73
DNS[12]	2.71	1.06	0.84	0.72

Table.4 Peak value of u_{rms}, v_{rms}, w_{rms} and -uw

Fig.3(d)～Fig.3(g)には，(d)圧力変動のrms値p_{rms}(=<$\bar{p}$'^{2}>$^{1/2}$/ρu_τ^2)，(e)3次モーメントの歪み度S(u)(=<$\bar{u}$'^{3}>/<$\bar{u}$'^{2}>$^{3/2}$)，S(v)(=<$\bar{v}$'^{3}>/<$\bar{v}$'^{2}>$^{3/2}$)，S(w)(=<$\bar{w}$'^{3}>/<$\bar{w}$'^{2}>$^{3/2}$)，(f)4次モーメントの平坦度F(u)(=<$\bar{u}$'^{4}>/<$\bar{u}$'^{2}>^{2})，F(v)(=<$\bar{v}$'^{4}>/<$\bar{v}$'^{2}>^{2})，F(w)(=<$\bar{w}$'^{4}>/<$\bar{w}$'^{2}>^{2})，(g)渦度変動のrms値$\omega_{x\,rms}$(=<$\bar{\omega}_x$'^{2}>$^{1/2}\nu/u_\tau^2$)，$\omega_{y\,rms}$(=<$\bar{\omega}_y$'^{2}>$^{1/2}\nu/u_\tau^2$)，$\omega_{z\,rms}$(=<$\bar{\omega}_z$'^{2}>$^{1/2}\nu/u_\tau^2$)に関して，RIAM-COMPACTのCode ⅠとCode Ⅱの比較を示す．Fig.3(a)～Fig.3(c)と同様，座標系と変数配置が違うにも関わらず，両者の結果は良い一致を示す．

以下では，RIAM-COMPACTのCode ⅠとCode Ⅱで得られた流れ場の可視化図を示し，乱流構造について考察を行う．

Fig.4にz^+=5.3における主流方向(x)の速度成分($\bar{u}$)の瞬間値に関して，面平均からのずれ($\bar{u}$')のコンター図を示す．Code ⅠとCode Ⅱともに粘性低層内における縞状の構造，すなわち，低速ストリーク($\bar{u}$'＜0)と高速ストリーク($\bar{u}$'＞0)の存在が明確に観察される．これらはほぼ交互に壁面近傍に出現している．また隣り合う低速ストリークの平均間隔は約y^+=100となるが，Fig.4においてもほぼこの値に一致した．Fig.4に対応した変動圧力($\bar{p}$')のコンター図をFig.5に示す．ストリーク構造に対応して，Code ⅠとCode Ⅱともに細かな圧力変動が観察され両者の傾向は良く一致している．

Fig.6にy=0.5πδにおける主流方向(x)の速度成分($\bar{u}$)の瞬間値を示す．Code ⅠとCode Ⅱともに壁面付近

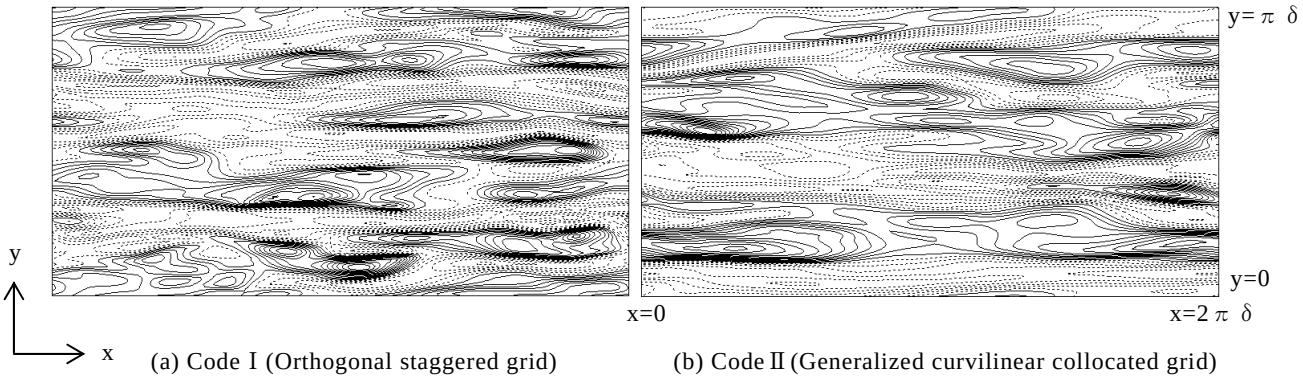


Fig.4 Contours of instantaneous $\bar{u}'$ in the (x, y)-plane at z^+=5.3, top view.
Solid lines represent contours of positive values while dotted lines
represent negative values. Flow is left to right.

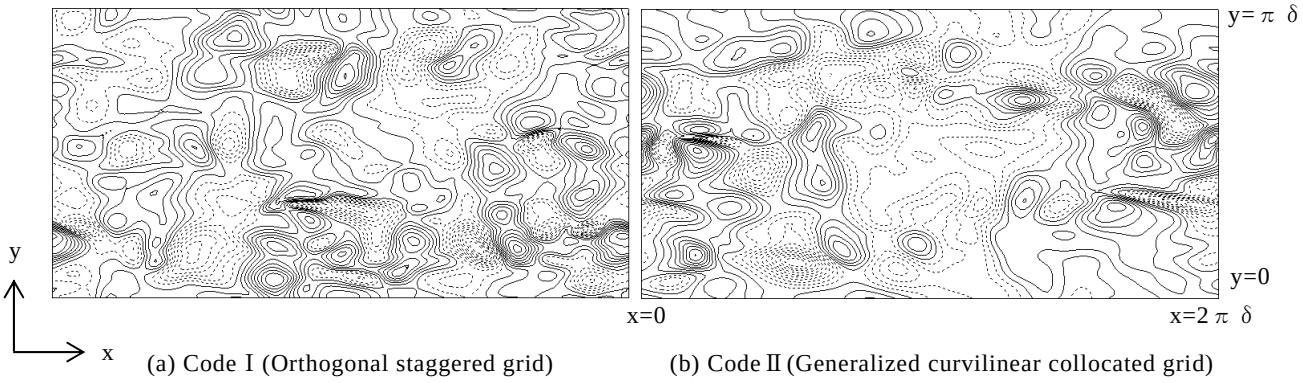


Fig.5 Contours of instantaneous $\bar{p}'$ in the (x, y)-plane at z^+=5.3, top view.
Solid lines represent contours of positive values while dotted lines
represent negative values. Flow is left to right.

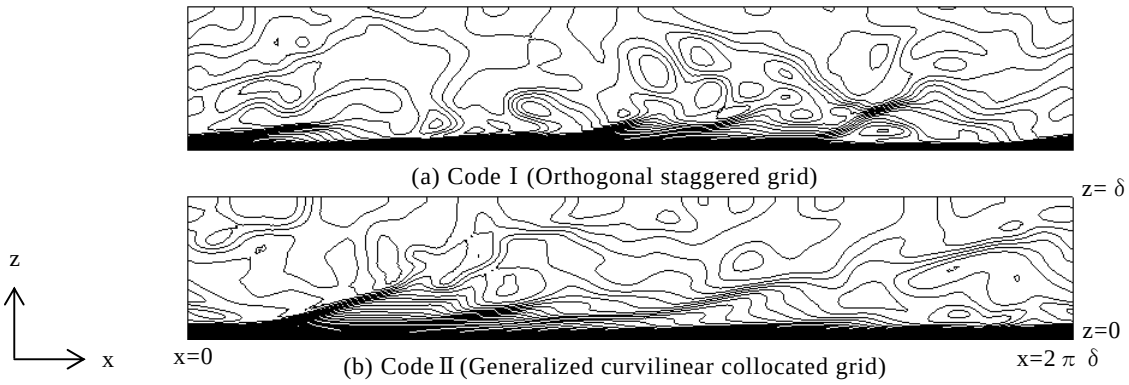


Fig.6 Contours of instantaneous $\bar{u}$ in the (x, z)-plane at y=0.5 π δ, side view.
Flow is left to right.

の低速流体が吹き上げられるイジェクション(バースティング)が観察される．一般にイジェクションによって吹き上げられた流体を補うため，スイープと呼ばれる壁面への流れの吹き付けが生じることが知られている．Fig.6に対応した変動圧力($\bar{p}'$)のコンター図をFig.7に示す．この図からイジェクションに伴う圧力変動が観察される．また，Fig.6とFig.7ともに流路幅全体にわたって変動が見られ，十分に発達した境界層流が再現されていることが分かる．

Fig.8にx= π δにおける瞬間の流線図を示す．この図

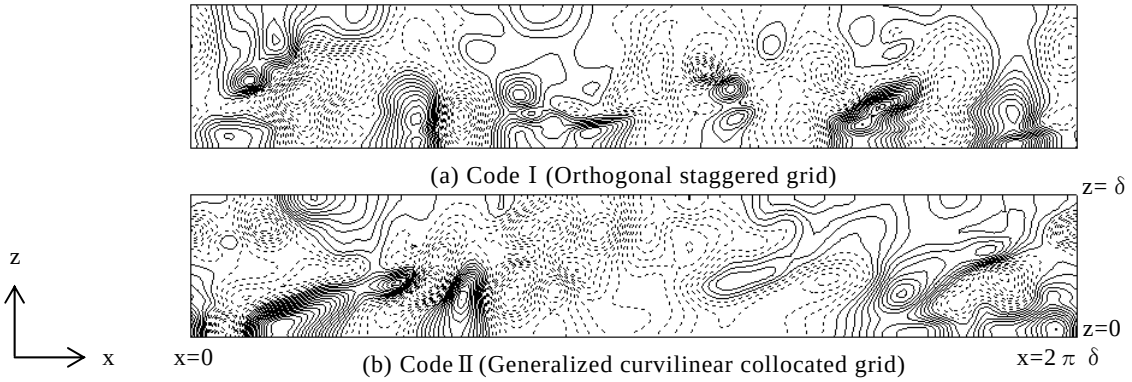


Fig.7 Contours of instantaneous $\overline{p}$' in the (x, z)-plane at y=0.5 π δ, side view.
Flow is left to right.

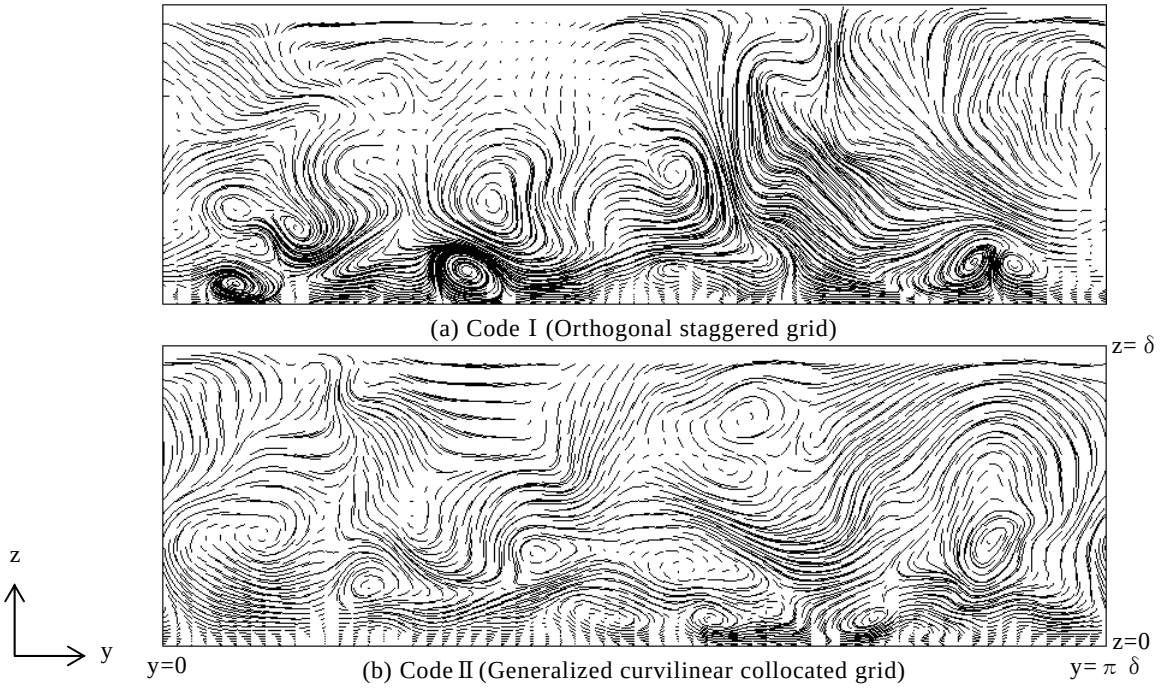


Fig.8 Instantaneous streamlines in the (y, z)-plane at x= π δ, rear view

からもCode ⅠとCode Ⅱともに十分に発達した境界層流が得られていることが分かる．特に壁面近傍では幾つかの特徴的な縦渦構造が確認される．

4. 実地形上の風況場解析への適用

4.1 計算条件

九州大学新キャンパス移転地を含む実地形にRIAM-COMPACTを適用し，移転地内外の局所風況場の数値予測を行った．今回の計算ではネストグリッドは導入していない．Fig.9に示すように，新キャンパス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)に位置する．Fig.10に計算領域と座標系を示す．Fig.10において新キャンパス移転地を実線で囲んだ地域で示す．今回はこの地域の卓越風である西風を想定した．この場合，キャンパス移転地のほぼ上流に位置する標高244(m)の火山に起因した乱れが，移転地内とその周辺の風況特性に強く影響するものと予想される．そこで本計算では，火山を高さの代表値hとし，計算領域を主流方向(x)，スパン方向(y)，鉛直方向(z)に9.5km(40h)×5km(20h)×1.22km(5h)と設定した．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196×101×61点(約121万点)である．水平方向は等間隔の分解能(Δx=Δy=50(m)，すなわち，Δx=Δy=0.2h)とし，鉛直方向

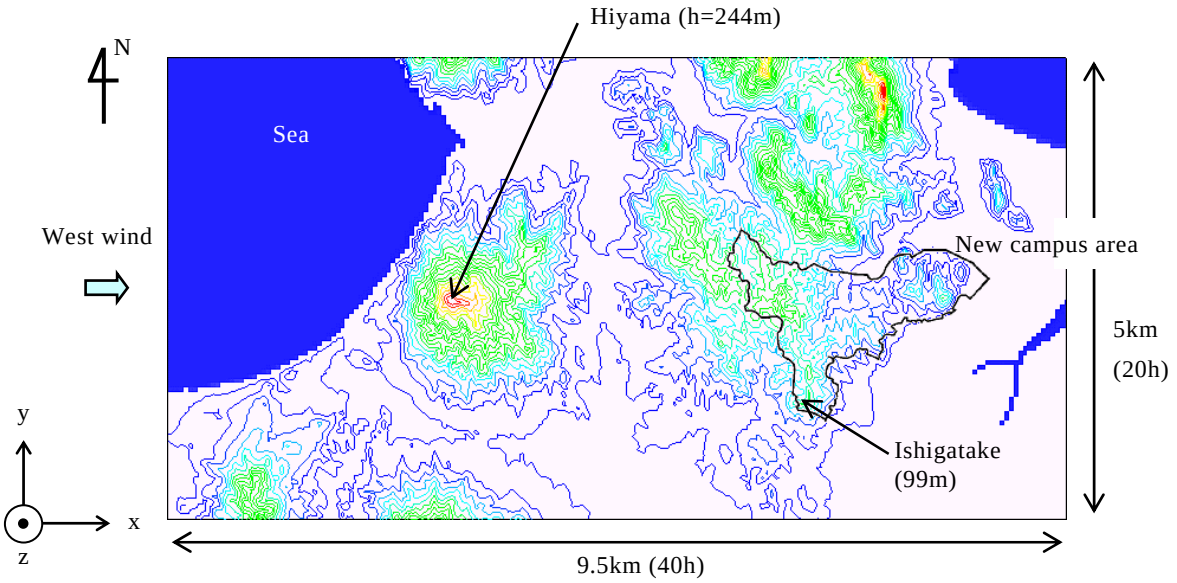


Fig.10 Computational domain and coordinate system, top view

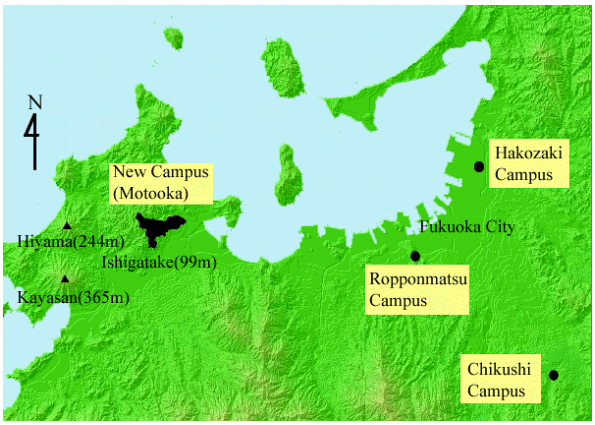
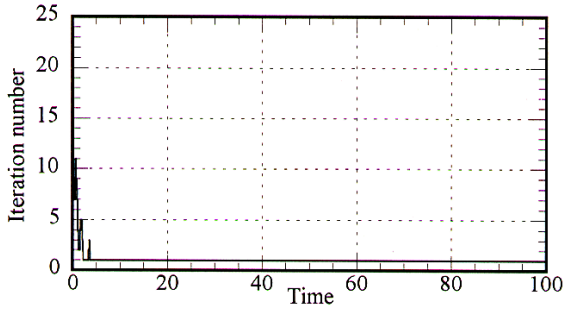


Fig.9 Location of the new campus area

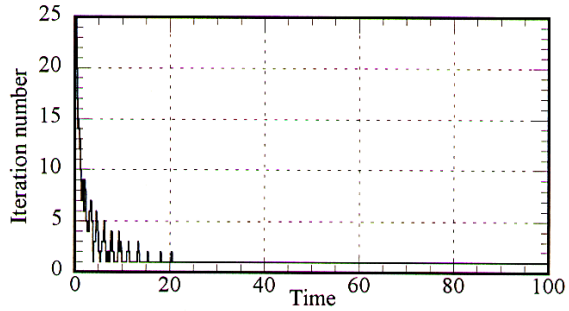
は地形表面で格子が密になるように不等間隔とした(Δz=0.85～61(m)，すなわち，Δz=0.0035～0.25h)．レイノルズ数は，火山(高さh)と流入境界面での高さhにおける風速Uを用いてRe(=Uh/ν)=10^4と設定した．時間刻みは$\Delta t=2\times10^{-3}$h/Uとした．後述する各種乱流統計量の鉛直分布は，流れが十分に発達した後，50,000ステップ(無次元時間100)の計算を行い算出した．ここで今回設定した計算パラメータについて，実スケールとの対応を考察する．設定風速をU=5(m/s)とすると，無次元時間100の計算は約1.4時間の時間積分に対応する．本計算では地形起伏による風況場の変化を明確にするため，速度の流入条件に関して，速度勾配と乱れの影響は省略し一様流入条件を課した．その他の速度の境界条件は，側面と上部境界は滑り条件，流出断面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0.85(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．(3)式のスマゴリンスキー定数C_Sは0.1とした．なお，計算はすべて九州大学応用力学研究所内計算機室の高速演算サーバVPP5000(メモリサイズ1.5GB，1PE)で行った．

4.2　計算結果と考察

一般に非圧縮流体の数値シミュレーションでは，圧力のポワッソン方程式の求解に全計算時間の90%以上が費やされると言われている．そのため，圧力のポワッソン方程式を効率良くかつ高速に計算することは非常に重要である．特に実用計算を考えた場合には重要な要素となる．そこで，直交座標系のスタガード格子に基づいたCode Ⅰと，一般曲線座標系のコロケート格子に基づいたCode Ⅱについて圧力のポワッソン方程式の求解に使用したSOR法の反復回数の時間変化を調べた．その結果をFig.11に示す．ここで，Code ⅠとCode Ⅱともに SOR法の緩和係数は0.9，反復回数の上限は100回とし，収束判定は平均二乗残さを用いて10^{-3}に設定した．Fig.11において最も注目すべきことは，Code ⅠとCode Ⅱともに計算初期を除いてSOR法の反復回数は常に1回となっていることである．これは圧力のポワッソン方程式が非常に効率良くかつ高速に計算されていることを意味する．言い換えると，高精度な数値解(風況場)が得られていることを示唆するものである．この要因として，Code ⅠとCode Ⅱともにそれぞれの変数配置に適した差分近似(特に対流項と圧力のポワッソン方程式の離散化)[10]が施されていることが考えられる．結果としてCode ⅠとCode ⅡのCPU時間はほぼ同じであり，50,000ステッ



(a) Code Ⅰ (Orthogonal staggered grid)



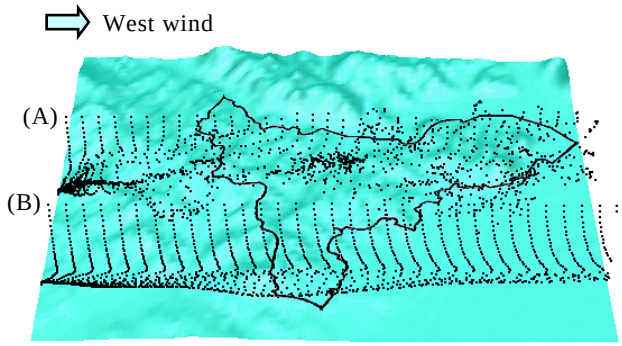
(b) Code Ⅱ (Generalized curvilinear collocated grid)

Fig.11 Time variation of the iteration number of the SOR method (for pressure Poisson eq.)

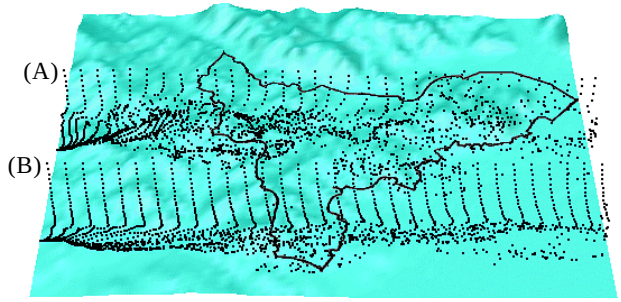
プ(無次元時間100)で約3時間程度であった.

次にCode ⅠとCode Ⅱで得られた風況場の比較を行う. 粒子追跡の結果をFig.12(side view)とFig.13(top view)に示す. 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, キャンパス移転地南部の石ヶ岳山頂を通る図中(B)である. まず注目すべき点は, 座標系と変数配置が違うにも関わらず, Code ⅠとCode Ⅱで得られた粒子(A)と粒子(B)の挙動は非常に良く一致しているということである. 次に粒子(A)と粒子(B)の変動の特徴を考察する. Fig.12に示す粒子(A)は, Code ⅠとCode Ⅱともに火山後流域の乱れに伴い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(Fig.14, Fig.15のp1を参照). この様子はFig.13において, Code ⅠとCode Ⅱともに粒子(A)の変動幅が水平方向に広がっていることからも分かる. 一方, Fig.12とFig.13に示す粒子(B)は, Code ⅠとCode Ⅱともに水平方向および鉛直方向の変動は非常に小さい. これは火山を迂回した流れが石ヶ岳山頂付近で局所的に増速していることを示唆するものである(Fig.14, Fig.15のp2を参照).

キャンパス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($\langle \bar{u} \rangle / U$)と乱れ強さ($\sigma_u / U$)の鉛直分布をFig.14とFig.15に示す. 統計量を算出した位置はFig.14(a)とFig.15(a)に示すp1, p2, p3である. p1は火山山頂の下

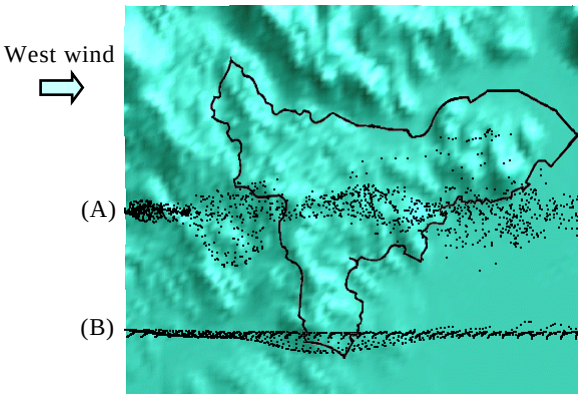


(a) Code Ⅰ (Orthogonal staggered grid)

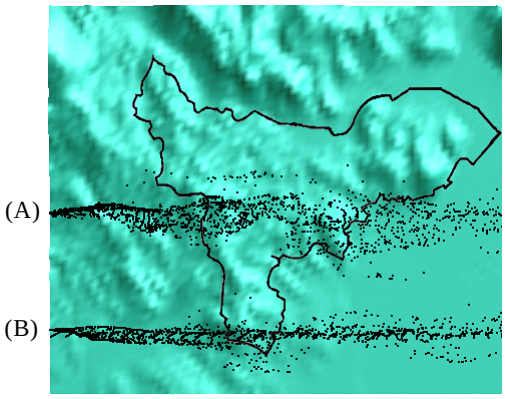


(b) Code Ⅱ (Generalized curvilinear collocated grid)

Fig.12 The results of particles simulation near the new campus area, side view

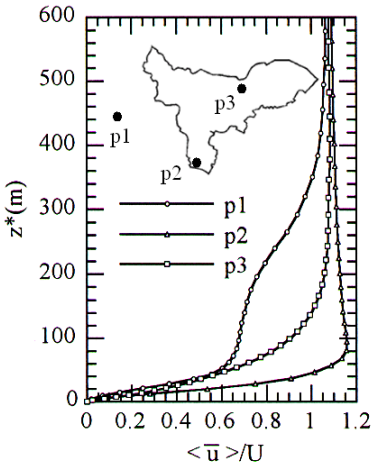


(a) Code Ⅰ (Orthogonal staggered grid)

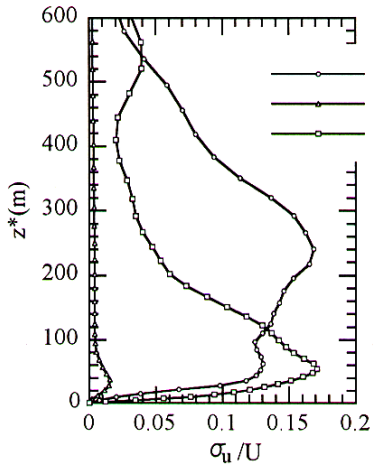


(b) Code Ⅱ (Generalized curvilinear collocated grid)

Fig.13 The results of particles simulation near the new campus area, top view

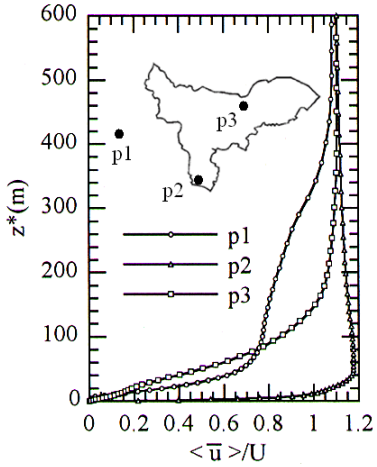


(a) Mean-velocity profiles

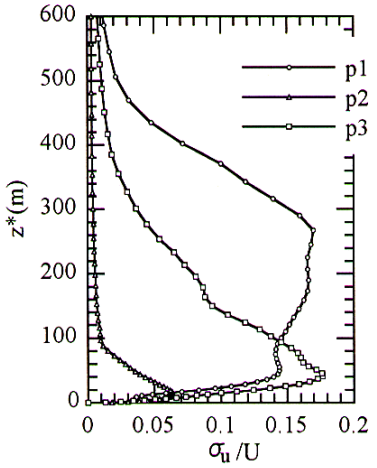


(b) Turbulence intensities

Fig.14 The vertical distributions of turbulence statistics, Code Ⅰ (Orthogonal staggered grid)



(a) Mean-velocity profiles



(b) Turbulence intensities

Fig.15 The vertical distributions of turbulence statistics, Code Ⅱ (Generalized curvilinear collocated grid)

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，横軸は一様流入風速Uで正規化している．Fig.12とFig.13に示した風況パターンを反映して，p1とp2ではそれぞれ特徴的な鉛直分布を示している．p1では，Code ⅠとCode Ⅱともにz*=60～400(m)付近で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乱れ強さもかなり大きい．これは先に述べたように，火山に起因した乱れがこの地域の風況特性に強く影響していることを示すものである．一方p2では，そのレベルや値にわずかな違いが見られるが，両ケースともに地形表面付近で一様流入風速Uに対して約20パーセントの増速が見られ，同時に乱れ強さは全レベルで非常に小さい．

以上述べてきたように，Code ⅠとCode Ⅱともに圧力のポワッソン方程式は非常に効率良くかつ高速に計算される．これに伴い両者のCPU時間はほぼ同じである．また同時に，得られる風況パターンは座標系や変数配置によらず，定性的および定量的な傾向はほぼ一致する．これらは本解析コードの大きな特徴である．

5.　まとめ

我々は数百m～数十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を対象に，特に地表面近くの風況特性を高精度に数値予測する計算プログラムを開発している．これをRIAM-COMPACTと呼び，直交座標系のスタガード格子に基づいたLESコード(Code Ⅰ)と，一般曲線座標系のコロケート格子に基づいたLESコード(Code Ⅱ)から構成される．本報では最初にRIAM-

Reynolds number	Computational domain	Grid number	Spatial resolution $h_i^+(=Re_\tau h_i)$			Time increment
$Re_\tau(=u_\tau\delta/\nu)$	$L_x\times L_y\times L_z$	$N_x\times N_y\times N_z$	h_x^+	h_y^+	h_z^+	$\Delta t^+(=Re_\tau\Delta t)$
150	$2\pi\delta\times\pi\delta\times\delta$	65×65×65	14.7	7.4	0.39～4.74	0.03

Table.5 Computational conditions

COMPACTの計算精度を検証するため，CodeとCodeⅡを用いて，同一条件のもとで壁面せん断乱流場の計算を行った．その結果，以下に示す結果を得た．

1) 今回設定した計算条件では，CodeⅠとCodeⅡの乱流構造は定性的に良い一致を示した．
2) これに伴い，各種乱流統計量の分布についてもCodeⅠとCodeⅡの有意な差異は見られず，両者ともにチャネル乱流のDNSデータベース[12]と良好な一致を示した．

以上から，我々が開発している局地的風況予測モデルRIAM-COMPACTの計算精度が確認された．

次に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RIAM-COMPACT(CodeⅠとCodeⅡ)を適用した．その結果，以下に示す結果を得た．

3) CodeⅠとCodeⅡともに圧力のポワッソン方程式の緩和計算は非常に効率良くかつ高速に実行される．これは両コードともにそれぞれの変数配置に適した差分近似(特に対流項と圧力のポワッソン方程式の離散化)[10]が施されているためである．
4) これに伴い，CodeⅠとCodeⅡのCPU時間はほぼ同じである．
5) 得られる風況パターンに関しては，座標系や変数配置によらず，CodeⅠとCodeⅡの定性的および定量的な傾向はほぼ一致する．
6) 特に今回計算対象とした九州大学新キャンパス移転地内外に関しては，CodeⅠとCodeⅡともに標高244(m)の火山に起因した乱れが新キャンパス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標高99(m)の石ヶ岳山頂付近においては，地形表面付近で一様流入風速Uに対して約20パーセントの増速が確認された．

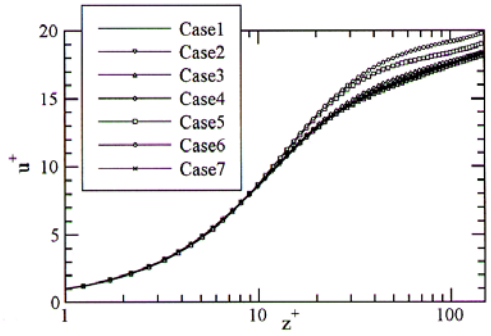
Appendix
風上差分による数値拡散項の影響

我々が解析対象としている複雑地形上の風況場は，非定常な高レイノルズ数乱流場であるため，実用計算を行うためには数値不安定(数値振動)を回避する何らかの方法が必要である．この問題に対し，我々はfilteredナビエ・ストークス方程式の対流項に3次精度風上差分(4次精度中心差分[10]+4階微分数値拡散項)を適用する方法を採用している．但し，この場合には風上差分による数値拡散項の影響を十分に考慮しなければならない．ここでは，3章で述べた壁面せん断乱流場を対象に直交座標系のスタガード格子に基づいた直接数値シミュレーション(DNS)を行う．特に4階微分数値拡散項の重みαをパラメータとして変化させ，その違いが乱流構造や各種乱流統計量に与える影響について検討する．また同時に，6階微分数値拡散項の影響についても検討を行う．Table.5とTable.6にパラメータを示す．

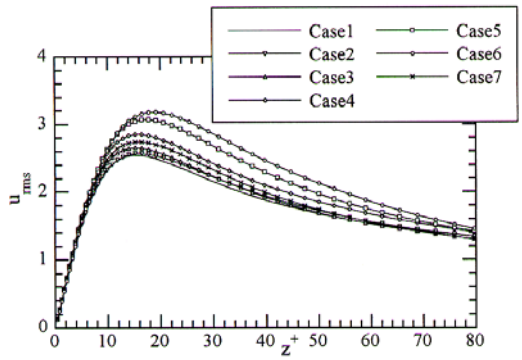
	Weight of 4th-derivative error term, α
Case1	0 (4th-order central scheme)
Case2	0.05 (3rd-order upwind scheme)
Case3	0.1 (3rd-order upwind scheme)
Case4	0.5 (3rd-order upwind scheme)
Case5	1 (3rd-order upwind scheme, UTOPIA scheme)
Case6	3 (3rd-order upwind scheme, K-K scheme)
Case7	4th-order central scheme + 6th-derivative error term

Table.6 Computational cases

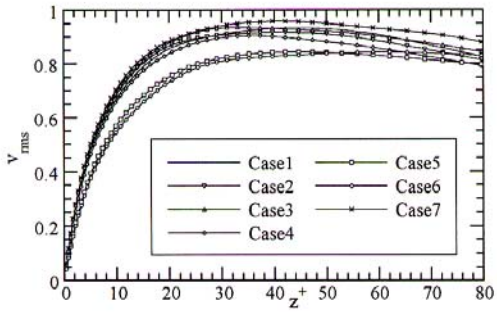
Fig.16に各種乱流統計量の分布を示す．乱流統計量は十分に発達した流れ場を得た後，無次元時間で20の時間空間平均を行い算出した．以下に示す変動成分は$u_i'=u_i-\langle u_i\rangle$で定義され，式中の$\langle\cdot\rangle$は時間空間平均を示す．Fig.16(a)の平均流速分布$u^+(=\langle u\rangle/u_\tau)$に注目する．壁面近傍の$1\leqq z^+\leqq 10$の領域では，



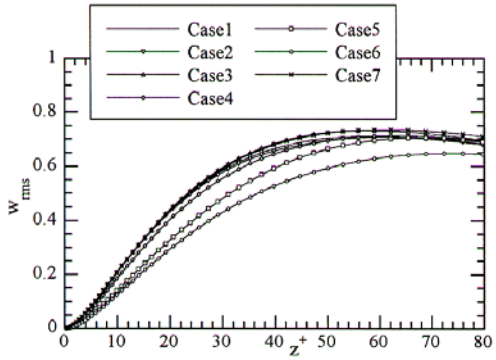
(a) Mean-velocity profiles



(b) Turbulence intensity, u_{rms}



(c) Turbulence intensity, v_{rms}

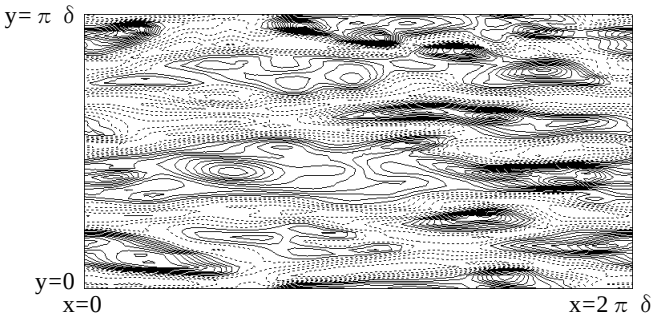


(d) Turbulence intensity, w_{ms}

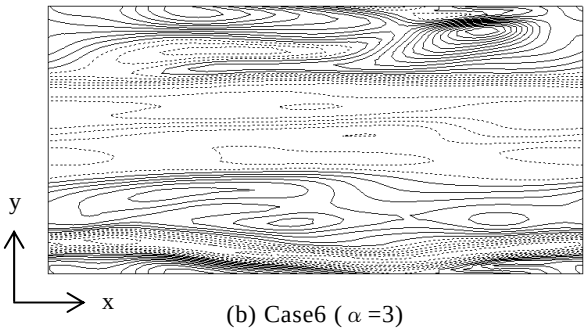
Fig.16 Fully-developed turbulence statistics at Re_τ =150

	$u_{rms,\ max}$	$v_{rms,\ max}$	$w_{rms,\ max}$
Case1	2.55	0.93	0.71
Case2	2.57	0.92	0.71
Case3	2.66	0.94	0.73
Case4	2.85	0.90	0.71
Case5	3.07	0.84	0.70
Case6	3.18	0.84	0.65
Case7	2.74	0.96	0.74

Table.7 Peak value of u_{rms}, v_{rms} and w_{rms}

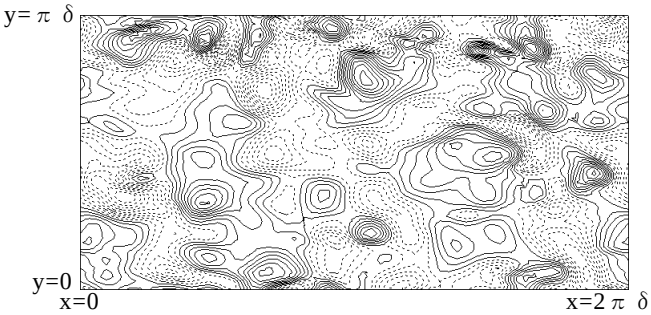


(a) Case2 (α =0.05)

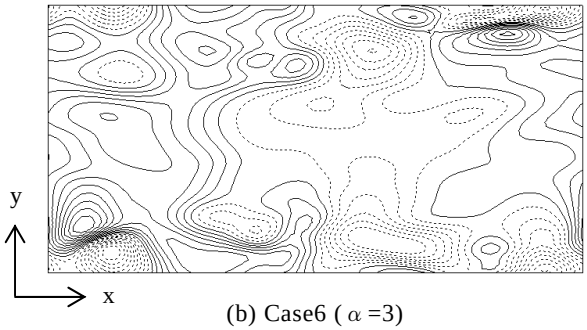


(b) Case6 (α =3)

Fig.17 Contours of instantaneous u ' in the (x, y) -plane at z^+=5.1, top view. Solid lines represent contours of positive values while dotted lines represent negative values. Flow is left to right.



(a) Case2 (α =0.05)



(b) Case6 (α =3)

Fig.18 Contours of instantaneous p ' in the (x, y) -plane at z^+=5.1, top view. Solid lines represent contours of positive values while dotted lines represent negative values. Flow is left to right.

Case1(数値粘性無し)とCase2～Case7(数値粘性有り)はほぼ同じ結果を示し，linear lawが精度良く再現されている．それより上方の領域($z^+>10$)では，計算結果に顕著な差異が見られる．Case2～Case4，Case7はCase1とほぼ同じ分布を示し，log lawが精度良く再現されている．これに対し，Case5とCase6では平均流速がかなり大きめに評価されており，またlog lawも適切に再現されていない．Fig.16(b)～Fig.16(d)の乱流強度分布$u_{rms}(=\langle u'^2\rangle^{1/2}/u_\tau)$，$v_{rms}(=\langle v'^2\rangle^{1/2}/u_\tau)$，$w_{rms}(=\langle w'^2\rangle^{1/2}/u_\tau)$では，Case1とCase2～Case4，Case7はほぼ同じ分布を示す．これに対してCase5とCase6はそれ以外のケースと明らかに異なる傾向を示す．Fig.16(b)の主流方向成分では，Case5とCase6はそれ以外のケースよりも全体的にかなり大きな値を示す．Fig.16(c)とFig.16(d)のスパン方向と鉛直方向成分については全体的にかなり小さな値を示す(Table.7参照)．

Case2(α=0.05)とCase6(α=3)に関して，z^+=5.1における(u')のコンター図をFig.17に示す．Fig.18にはFig.17に対応した変動圧力($\bar{p}'$)のコンター図を示す．Case2とCase6ともにFig.17とFig.18において，粘性低層内に出現する縞状のストリーク構造に対応した領域が明確に観察される．この渦構造に対する数値粘性の影響は特に重要である．なぜなら，壁面近傍に出現するストリーク構造は境界層内の乱れ生成に重要な役割を果たすからである．Fig.17とFig.18ともに，Case2とCase6には顕著な違いが見られる．すなわち，Case2では比較的細かな渦構造が多く見られるのに対し，Case6ではそれが主流方向にかなり長く維持されて鈍っている．

以上述べてきたように，3次精度風上差分による4階微分の数値拡散効果は，境界層内の乱流構造に対して直接作用することが示された．これに伴い各種乱流統計量の分布にも差異が見られた．今回得られた主な結果は以下に示す通りである．

1) 平均流速分布では，Case2(α=0.05)，Case3(α=0.1)，Case4(α=0.5)，Case7(6階微分の数値拡散項)は，数値拡散効果の付加量に関わらずCase1(数値粘性無し)とほぼ同じ分布を示し，linear lawとlog lawが精度良く再現される．これに対してCase5(α=1)とCase6(α=3)では，linear lawは適切に再現されるものの，対数則域では平均流速がかなり大きく評価される．
2) 各方向の乱流強度分布では，Case2～Case4，Case7はCase1とほぼ同じ分布を示す．一方，Case5とCase6では，主流方向成分が全体的に過大評価され，スパン方向と鉛直方向成分は全体的に過小評価される．
3) Case2とCase6において，特に壁面近傍のストリーク構造に対する数値拡散効果に着目すると，Case2では比較的細かな渦構造が多く見られるのに対し，Case6ではそれが主流方向にかなり長く維持されて鈍っている．よって，数値拡散項が大きいほどストリークは主流方向に長く維持され，かつ緩やかな構造を有することが示唆される．

参考文献

1) 近藤，資源と環境，Vol.3 No.5 (1994) 271
2) 石原，山口，藤野，第22回風力エネルギー利用シンポジウム講演集 (2000) 63
3) 中山，岸，応用力学論文集，Vol.3 (2000) 737
4) 李，持田，村上，加藤，飯塚，日本建築学会大会学術講演梗概集 (2000) 699
5) 藤井，内田，烏谷，大屋，航空宇宙学会西部支部講演集 (2000) 27
6) 内田，大屋，第16回風工学シンポジウム論文集 (2000) 59
7) 内田，大屋，九州大学応用力学研究所所報，第120号 (2001) 29
8) J.W.Deardorff, J.Fluid.Mech., Vol.41 (1970) 453
9) J.Kim et al., J.Comput.Phys., Vol.59 (1985) 308
10) 梶島，養賢堂 (1999)
11) T.Kawamura et al., Fluid Dyn.Res., Vol.1 (1986) 145
12) 東京理科大学河村研究室DNSデータベースサイト (http://muraibm.me.noda.sut.ac.jp/)