特 集

地形の影響を受けた風に対する CFD の適用性

CFDによる実在地形周りの流れの計算

Numerical Simulations of Flow around an Actual Complex Terrain

榎木康太^{*1}

小野佳之^{*1}

岸田岳士^{*2}

佐々木亮治^{*2}

Kohta ENOKI,

Yoshiyuki ONO,

Takeshi KISHIDA, Ryoji SASAKI

田村哲郎^{*3}

野津 剛^{*4}

丸山勇祐^{*5}

Tetsuro TAMURA, Tsuyoshi NOZU, Yusuke MARUYAMA

本章では、実在する複雑地形を対象にした場合、周辺の風の流れの計算について、CFD 手法の現状と課題をまとめ、その計算事例を示すこととする。

1. 複雑地形問題のための CFD 手法

複雑地形における CFD 手法を以下のように現状と課題をまとめることとする。複雑地形を対象とする場合には、それに対応すべき計算予測方法を採用するべきであり、それを実現するための情報を提示するものである。実際に存在する地形は複雑な形態を有し、その千差万別の大さきの部分で構成される。それを境界面として格子生成するには、格子形状にも自由度が求められる。まずは任意形状に対する格子生成の方法として非構造格子と一般座標系を取り上げ、それぞれの特徴をまとめる。さらに、近年、各方面で普及している流れの計算コードを

解説する。特に使用が頻繁になっているものとして、オープンソースコードである OpenFOAM が取り上げられる。その実態とその活用あるいは使用にあたっての注意点・課題について述べる。また、風を乱流として捉えた場合、乱流のモデリング技術が必要となるが、その代表的モデルとして LES と RANS を取り上げ、地形のまわりの乱流場を対象としたときに発生する剥離流れに配慮しながら、乱流モデルの限界あるいは適用性を解説するものとする。特に空間フィルタリングの概念が必要な LES では、格子形状が変形するためその対応方法が課題となる。また、CFD 手法は一般に限定された形状の計算領域で実行されることになるが、その境界での取り扱い方法について吟味する。地形を覆う植生は、多雨の日本の場合、比較的高い木々で構成される場合が多く、そういった空隙を有する境界においては、特別な境界条件、

*1 大林組 技術研究所

Technical Research Institute, Obayashi Corporation

*2 株式会社風工学研究所

Wind Engineering Institute Co., Ltd.

*3 東京工業大学大学院 環境理工学創造専攻 教授

Professor, Department of Environmental Science and Technology, Tokyo Institute of Technology

*4 清水建設 技術研究所

Research Engineer, Institute of Technology, Shimizu Corporation

*5 前田建設工業 技術研究所

Technical Research Institute, Maeda Corporation

(著者名は五十音順)

あるいは境界の取り扱い方法が求められる。ここでは、一般的なものとして粗度長を用いた境界条件、さらに地表の被覆形態の表現に融通性の高いことが期待される植生キャノピーモデルを説明する。なお、LESを使う場合、計算領域に流入してくる乱流場を設定する必要がある。その乱流場を生成する方法についてもまとめる。今回は比較的乱れの小さい海上を発達する乱流境界層について検討している。さらに地形を解析対象とする場合、限定された計算領域に作用する気象学スケールの大気乱流構造の取り扱い方法を考える必要がある。ここでは、気象学スケールから地形の工学スケールへの風の流れの接続する方法について吟味する。

1. 1 解析手法：一般座標系と非構造格子

(小野佳之)

(1) 計算スキームと格子の特徴

複雑地形まわりの流れの解析を行う場合、地形の起伏による風速の増減や、地表面からの剥離性状を的確に捉えるために、一般に、地表面の形状に境界を適合させた、一般曲線座標格子や非構造格子が用いられる。

一般座標格子は、格子が規則的に配列されている構造格子の一つである。非圧縮性粘性流体の支配方程式である Navier-Stokes 方程式、および連続の式を、物理空間から計算空間に座標変換し、有限体積法や有限差分法に基づき離散化が行われる。一方、非構造格子を用いる場合は、主に有限体積法が用いられ、支配方程式をコントロールボリュームで積分し、グリーン・ガウスの方法を適用して、離散化が行われる¹⁾。

構造格子は、格子点が規則的に並んでいるため、各方向において多数の点を利用した高次精度差分スキームが利用される。一方、非構造格子は、格子の配列に規則性をもたない格子系であり、一般に高次精度化は困難である。そのため、計算の安定化のために導入される風上差分は、一次精度であることが多く、比較的大きな数値粘性が導入されるため注意が必要となる。

一般座標格子（構造格子）では、セルの形状は6面体である。また、格子が規則的に並んでいるため、水平方向の解像度を確保するためには、地表面近傍ばかりではなく上空の格子幅も細かく設定され、格子点数が増大する傾向がある。

非構造格子のセルの形状はテトラ（四面体）、ピラミッド（四角錐）、ヘキサ（六面体）、プリズム（三角柱）、ポリヘドラル（多面体）等、様々な種類がある。セルの形状や格子幅の変化に対しての自由度が高く、地表面付近

の解像度を合理的に確保できるという利点がある。

一般座標格子では、二階の微分項は、ヤコビアンやメトリックを用いて離散化が行われる。一方、非構造格子では、二階の微分項の離散化において、界面の法線ベクトルと、セル中心間のベクトルが一致しない場合、陽的な近似が困難となり、セル界面の風速や圧力（スカラー関数）の勾配をグリーン・ガウスの方法や最小自乗法等を用いて算出し、陰的な項を加えることで補正する方法が用いられる。ただし、グリーン・ガウスの方法は、用いる格子によっては一様な流れさえも保存できず、また、最小自乗法は格子点の粗密状況により、正・負の数値粘性が導入され、計算の不安定化や、流れを鈍化されることがあり注意が必要である²⁾。

一般に、非構造格子では、風上差分の導入や、二階の微分項の近似などにおいて数値粘性が導入される傾向がある。一方、格子解像度を合理的に変化させることができるため、構造格子に比べると、地上付近に細かい格子解像度を設定し、数値粘性の影響を低減させた解析が行われている。

一般座標格子

非構造格子

図1 計算格子

(2) 地図データと格子解像度

近年、電子地図データが容易に入手できるようになり、また解像度も向上してきている。非構造格子を利用した計算では、一般に、市販のソフトを用いて格子生成が行われる。ただし、地図データの解像度に比べて、計算で用いる格子幅が大きくなると、現状とは異なる境界面が自動的に生成されることがあり、注意を要する。

また、地図データによっては、地表面が滑らかに設定されていない場合があり、あらかじめ地図データの補正を行うか、格子生成時に境界面のスムージング操作を行うなどの修正が必要である。

参考文献

- 1) Versteeg, H. K., Malalasekera, W., “An Introduction to Computational Fluid Dynamics, Finite Volume Method, second edition”, Pearson Education Ltd, (2007)
- 2) 嶋英志, 「勾配計算法の再検討と新手法について」, 第41回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, pp83-88, (2009)

1. 2 解析手法 : OpenFOAM

(丸山勇祐)

OpenFOAM (Open source Field Operation And Manipulation)は、オープンソースの数値流体解析ツールである。プログラムはC++言語で書かれており、使用者が必要に応じて中身を変更することができるようになっており、世界的に広く活用されている。支配方程式は、連続の式とナビエ・ストークス方程式で与えられ、セル中心に変数が配置された有限体積法により支配方程式を離散化している。

OpenFOAM の利点は、以下のことがあげられる。

①並列化計算の容易性 : ノード間通信を伴う並列計算プログラミングは煩雑化しがちであるが, OpenFOAM ではどのような計算機においても容易に並列化ができ, 並列数に応じた計算の向上が見込まれる。

②非構造格子の採用 : 非構造格子を採用していることから様々な形状に対しても格子を設定することができる。snappyHexMesh 等のユーティリティが用意されており, 特に専門的な知識を持たずに非構造格子を生成できるようになっている。また, 格子のフォーマットも公開されており, 種々の格子生成ソフトから OpenFOAM 用の格子が生成できるようになっている。最もよくつかわれている市販コードの一つである fluent の格子から OpenFOAM 用の格子を生成するユーティリティも用意されており, 汎用性が高い。

③世界的に活用されているオープンソースコード : ソースコードが公開されているため, ユーザーの仕様に合わせてカスタマイズが可能である。言語も C++ が用いられており, 直観的に式等を簡単に変更することができるのも特徴であるといえる。このことからコードも改良されていっており, ヴァージョンアップごとに便利なツールが増えている。また, 世界中で利用されているため, インターネット上の掲示板等が充実しており, 問題解決がスムーズにできる。

OpenFOAM の標準ソルバーには様々なものが用意されており, 以下のような計算が可能である。

- ・非圧縮性流体の定常/非定常乱流解析
- ・圧縮性流体の定常/非定常熱対流解析
- ・流体・固体伝熱 解析
- ・混相流解析 など

複雑地形周りの流れの解析には非圧縮性流体の解析が用いられ, 乱流モデルとしては RANS (定常解析) や LES (非定常解析) が用いられる。

OpenFOAM には表 1 に示す RANS 乱流モデルや表 2 に

示す LES 乱流モデル等が標準で用意されている。

ここまで説明してきたように OpenFOAM の汎用性の高さは特筆するべきものがあり, 今後さらに利用が高まっていくものと考えられる。現状では, 有限体積法の離散化の問題, 非構造格子に伴う問題, 高次精度差分への対応, 数値粘性の問題等, 不明な点が残されていることがあげられているが, 今後の改良と発展に対する期待の方向が大きいと考えられる。

表 1 RANS 乱流モデル (OpenFOAM)

非圧縮性RANS乱流モデル	incompressibleRANSModels
laminar	層流用ダミー乱流モデル
kEpsilon	標準の高 Re $k-\epsilon$ モデル
kOmega	標準の高 Re $k-\omega$ モデル
kOmegaSST	$k-\omega$ SSTモデル
RNGkEpsilon	RNG $k-\epsilon$ モデル
NonlinearKEShih	非線形 Shih $k-\epsilon$ モデル
LienCubicKE	Lien cubic $k-\epsilon$ モデル
qZeta	q- ζ モデル
LauderSharmaKE	Lauder-Sharma 低 Re $k-\epsilon$ モデル
LamBremhorstKE	Lam-Bremhorst 低 Re $k-\epsilon$ モデル
LienCubicKELowRe	Lien cubic 低 Re $k-\epsilon$ モデル
LienLeschzinerLowRe	Lien-Leschziner 低 Re $k-\epsilon$ モデル
LRR	Lauder-Reece-Rodi RSTM
LauderGibsonRSTM	壁反射項付きLauder-Gibson RSTM
realizableKE	Realizable $k-\epsilon$ モデル
SpalartAllmaras	Spalart-Allmaras 1方程式混合距離モデル

表 2 LES 乱流モデル (OpenFOAM)

非圧縮性LES乱流モデル	incompressibleLESModels
Smagorinsky	Smagorinsky モデル
Smagorinsky2	3次元フィルタ付き Smagorinskyモデル
dynSmagorinsky	ダイナミック Smagorinsky モデル
homogeneousDynSmagorinsky	同次ダイナミック Smagorinsky モデル
dynLagrangian	Lagrange型2方程式渦粘性モデル
scaleSimilarity	スケール相似モデル
mixedSmagorinsky	Smagorinskyとスケール相似の混合モデル
dynMixedSmagorinsky	ダイナミック Smagorinskyとスケール相似の混合モデル
kOmegaSSTAS	$k-\omega$ SSTスケール適応シミュレーション(SAS)モデル
oneEqEddy	k 方程式渦粘性モデル

1. 3 乱流モデル : LES

(野津剛)

Large eddy simulation (LES) では, 風速などの物理量 に空間フィルターを施し, 格子で解像される GS (grid scale) 成分 と, 解像できない SGS (sub-grid scale) 成分 に分離され, GS 成分の渦については直接計算し, SGS 成分の渦についてはモデル化して計算される。なお, 空間フィルターには Gaussian フィルターや Top hat フィルター, Spectral cutoff フィルターなどが用いられる。

地形の問題の場合, 一般に格子が一樣でなくなり, さらには格子形状が直方体でなくなることから, フィルター幅の判定あるいはフィルター操作に係る誤差が発生することに注意しなければならない。

LES の基礎方程式としては, フィルター操作を施した連続の式および N-S 方程式が用いられ, 以下のように示される。

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

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j}$$

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$$

ここで、 τ_{ij} は SGS 応力項と呼ばれ、GS 成分のみを用

いてモデル化する必要がある。モデル化の方法としては Smagorinsky モデル、スケール相似則モデル、さらには両モデルを組み合わせた混合モデルなどが挙げられる。混合モデルの場合、渦粘性以外の項も含まれることから、SGS 成分から GS 成分へのエネルギー輸送（逆カスケード現象）を表現することも可能である。

主なモデルを以下に示す。

(a) Smagorinsky モデル

渦粘性近似に基づき、SGS 応力項を以下のように示す。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\nu_e \bar{S}_{ij}$$

$\bar{S}_{ij}$ はひずみ速度テンソル ($\bar{S}_{ij} = 1/2(\bar{u}_{i,j} + \bar{u}_{j,i})$)、 ν_e は SGS 渦動粘性係数と呼ばれ、以下のように表すことができる。

$$\nu_e = (C_s \Delta)^2 |\bar{S}|$$

ここで、 $|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}$ 、 Δ は LES のフィルター幅、

C_s は Smagorinsky 定数である。 C_s の値は一様等方乱流では理論値 (0.17) が推奨されるが、流れ場の種類によって最適値が異なるため (0.10~0.25 の値)、複雑乱流場では 1 つの値に決めることが難しい。

また、速度勾配が大きな壁面近傍では、 ν_e を過大評価してしまうので、これを打ち消すために減衰関数を導入して補正をおこなう必要がある。通常は van Driest 関数が良く用いられる。

(b) スケール相似則モデル (Bardina モデル)

LES の SGS 成分 $f' = f - \bar{f}$ の両辺にフィルターをかけると $\bar{f}' = \bar{f} - \bar{\bar{f}}$ となる。これは、SGS 成分の比較的大きなスケールの変動と GS 成分の比較的小さなスケールの変動が相似であることを意味する。この考えに基づいて SGS 応力を以下のように示す。

$$\tau_{ij} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$$

スケール相似則モデルは、Smagorinsky モデルよりも DNS 結果と相関が高いといわれているが、散逸性がないので計算が不安定となる。そのため、Smagorinsky モデ

ルと組み合わせて使われることが多い。

(c) ダイナミック SGS モデル

Smagorinsky モデルはモデル定数を 1 つの値に決めるのが困難であることが欠点の 1 つである。その欠点を解消するために C_s を変数と考え、流れ場の情報 (GS 成分) から C_s を動的に決めるモデルがダイナミック SGS モデルである。このモデルは、Smagorinsky モデル、スケール相似則モデルに対し、フィルターを二重化することにより、モデル定数 C_s を動的に算定することが可能となる。また、 C_s は流れ場に応じて決定されることから乱流粘性の過大評価がなくなり、Smagorinsky モデルで必要であった壁面近傍での減衰関数の導入が不要になる。

1. 4 乱流モデル : RANS

(岸田岳士)

日本の地形の起伏は、急峻な勾配を有していたり谷と尾根が繰り返していたりかなり複雑な形態となっており、そうした地形上の流れは衝突流や剥離を伴うなど複雑な乱流場となることが予想される。こうしたケースでは、従来より多くの場面で使われている標準型の $k-\epsilon$ モデルでは予測精度が確保できないことが想定される。本節では、こうしたケースでも予測精度の確保が期待される修正型の RANS モデルについて紹介する。

標準型の $k-\epsilon$ モデルは様々な分野で活用され実績ある乱流モデルの一つであるが、予測対象とする流れ場によっては精度が確保できないことがある。標準型の $k-\epsilon$ モデルは簡単のために変動成分の非等方正を無視して定式化されている。そのため、非等方性の強い流れ場では予測精度が低下することが知られている。特に、主流方向に対して回転成分の 2 次流が生じるような流れ場では線形モデルである標準型の $k-\epsilon$ モデルでは適切に予測することができない。予測対象とする日本の実地形を考えた場合、3 次元的に複雑な起伏を有し、剥離を伴うような急峻な起伏があるような場合もあり、そういった場所の流れ場は非等方性が強く 2 次流と同じような回転成分の流れのパターンが発生するようなことも想定されるため、標準型の $k-\epsilon$ モデルでの予測には限界がある。

様々な提案がされている RANS モデルのなかで、非線形モデルである shih¹⁾ の乱流モデルはこうした問題が解消され予測精度の向上が期待できる乱流モデルの一つである。Shih のモデルでは (1) 式に示すようにレイノルズ応力をモデル化する。

$$\overline{\rho u_i u_j} = \underbrace{\frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} - 2 C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} S_{ij}}_{\text{線形渦粘性型モデルの項}} + \underbrace{2 C_2 \rho \frac{k^3}{\varepsilon^2} (-S_{ik} \Omega_{kj} + \Omega_{jk} S_{ki})}_{\text{非線形の付加項}} \quad (1)$$

Shih のモデルが標準型の k-εモデルと大きく異なるのは以下の2点である。

- ① ひずみ速度テンソル S_{ij} と渦度テンソル Ω_{ij} の積からなる非線形項を加えることにより、レイノルズ応力の非等方性の再現を可能にしている。
- ② 標準型 k-εモデルの場合には $C_\mu = 0.09$ = 一定値とするが、Shih のモデルの場合には以下のように算出する。これにより、流れの Realizability の条件が満たされることとなる。

$$\begin{aligned} C_\mu &= \frac{1}{6.5 + A^* U^* (k/\varepsilon)} \\ C_2 &= \frac{\sqrt{1 - 9 C_\mu^2 (Sk/\varepsilon)^2}}{1 + 6.5 \Omega (k^2/\varepsilon^2)} \\ S &= \sqrt{S_{ij} S_{ij}} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \\ \Omega &= \sqrt{\Omega_{ij} \Omega_{ij}} \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \\ U^* &= \sqrt{S_{ij} S_{ij} + \Omega_{ij} \Omega_{ij}} \\ A^* &= \sqrt{6} \cos \phi \quad \phi = \frac{1}{3} \arccos \sqrt{6 W^*} \\ W^* &= \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{S^3} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、乱流エネルギー k およびエネルギー散逸率 ε については各々の輸送方程式を解いて求めることとなるが、標準型の k-εモデルではよどみ点において乱流エネルギー k が過剰に生成されることが問題点の一つとして知られており、急峻な地形を対象とした解析ではこういった問題も影響があると想定される。そこで本報では(3)式～(6)式に示す Kato-Launder 補正を併せて適用することとした。

k の基礎方程式

$$\frac{\partial \bar{\rho u_j k}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \overline{\rho u_i u_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon \quad (3)$$

生産項 P_k は以下のように示される。

$$P_k = -\overline{\rho u_i u_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \nu_t S^2 \quad (4)$$

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

Kato-Launder 補正は、渦度スケール Ω がよどみ点付近

で小さくなることより、(4)式の P_k の評価式に以下のように渦度スケール Ω を導入するモデルである。

$$P_k = \nu_t S \Omega \quad (5)$$

$$\Omega = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (6)$$

- 1) Shih, T.H., et al., “A new Reynolds stress algebraic equation model”, Computer methods in applied mechanics and engineering, 125, pp. 287-302, (1995)

1. 5 地表面境界処理： z_0 型対数則

(岸田岳士)

日本の地形には樹木などの風を遮る抵抗物があることが多く、地形上の風速を精度良く予測するにはそういった地表面の粗度の影響を考慮に入れて検討をする必要がある。この場合、地表面境界条件として no-slip 条件を適用し、地表の起伏や樹木など抵抗物になりうるものの形状を厳密に再現して解析することは計算負荷が増大して実用上はかなり困難である。そこで、ここでは地表面粗度の影響を粗度長 z_0 により取り込んだ z_0 型粗面对数則を OpenFOAM の LES 解析に適用した事例の紹介を行う。

OpenFOAM により壁面第一層の運動量を求める際には、壁面せん断応力 τ_w が必要となる。具体的な OpenFOAM の境界条件の設定では、地表近傍での乱流粘性係数 ν'_w を設定することになるので以下にその方法を示す。壁面近傍のセル中心点における壁面せん断応力 τ_w は(1)式のように示される。

$$\tau_w = \mu \frac{u_p - u_w}{z_p} \quad (1)$$

μ : 粘性係数

u_p : 地面付近第一セル中心点の速度大きさ

u_w : 壁面での速度 ここでは $u_w = 0$

z_p : 地面付近第一セル中心点の地面からの距離

(1)式に摩擦速度 $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ を代入して整理すると(2)式となる。

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{z_p}{u_p} u_\tau^2 \quad (2)$$

ρ : 空気密度

動粘性係数 $\nu = \mu / \rho$ なので

$$\nu = \frac{z_p}{u_p} u_\tau^2 \quad (3)$$

となる。

ここで、地表近傍での有効動粘性係数 ν'_{WE} は(4)式のよう
に示される。3)式に示した粘性係数は(4)式では有効乱
流動粘性係数 ν'_{WE} に相当するので地表近傍の乱流動粘
性係数 ν'_W は(5)式のように書ける。

$$\nu'_{WE} = \nu'_W + \nu_W \quad (4)$$

ν'_{WE} : 地表近傍での有効乱流動粘性係数

ν'_W : 地表近傍での乱流動粘性係数

ν_W : 地表近傍での動粘性係数

$$\nu'_W = \frac{z_p}{u_p} u_\tau^2 - \nu_W \quad (5)$$

地表近傍での乱流動粘性係数 ν'_W を求めるためには、
摩擦速度 u_τ を評価する必要がある。

粗度長 z_0 を用いた粗面型の対数法則は(6)式のように
表わされる。

$$u_p = \frac{u_\tau}{\kappa} \ln(z_p/z_0) \quad (6)$$

κ : カルマン定数($\kappa=0.41$)

z_0 : 粗度長

(6)式を変形すると(7)式となる。

$$u_\tau = u_p \kappa \frac{1}{\ln(z_p/z_0)} \quad (7)$$

(7)式を(5)式に代入して整理すると(8)式が得られる。

OpenFOAM の乱流動粘性係数 ν'_W に(8)式を適用すること
になる。

$$\nu'_W = z_p u_p \kappa^2 \left(\frac{1}{\ln(z_p/z_0)} \right)^2 - \nu_W \quad (8)$$

ここで、RANS の場合の境界条件についても紹介して
おく。OpenFOAM のバージョンにもよるが、最近のバー
ジョンでは z_0 型の対数法則がデフォルトの機能である
「nutkAtmRoughWallFunction」で使用できるようになっ
ている。ここでの取扱い方を以下に示す。

壁面近傍での流れは局所平衡にあり乱れのエネルギー
と散逸がつりあっていると仮定すると(9)式の関係が得
られる。

$$u_\tau = C_\mu^{1/4} k^{1/2} \quad (9)$$

(5)式に(7)式および(9)式を代入して整理すると(10)式
のようになる。

$$\nu'_W = \frac{\kappa C_\mu^{1/4} k^{1/2} z_p}{\ln(z_p/z_0)} - \nu_W \quad (10)$$

1. 6 地表面境界処理：キャノピーモデル

(榎木康太)

大気境界層下部は、陸面との種々の物理量の交換に伴
う乱れが発達した高レイノルズ数の流れ場である。地表
面付近では、粗面効果やスカラー輸送により非等方性の
強い乱流構造が形成・逸散され、地表に近づくほど渦の
スケールは急激に減少する。大気境界層を対象として
LES を実施しようとした場合、一連の過程をすべて解像
するために膨大な格子点が必要となり、計算負荷の点か
ら現実的ではない。そこで通常、壁近傍のグリッドスケ
ール以下の乱流構造は、摩擦項や生成項等の付加、乱れ
長さスケールの修正といったモデルにより考慮される。
キャノピーモデルは、前者に分類され、様々なモデルが
提案されている¹⁻⁵⁾。粗視化された運動量保存則において
粗度要素による単位体積当たりの流体力 $f_{u,i}$ のモデル化
は多くのモデルで共通しており、以下のように表される。

$$f_{u,i} = -C_f a \sqrt{u_j^2} u_i \quad (1)$$

ここで、 u_i は i ($i=1\sim 3$) 方向成分流速、 C_f は抵抗係数で
ある。また、 a は単位体積当たりの障害物の代表面積に
相当し、 m^2 の次元をもつ。粗度要素が植生の場合、 a は
葉面積密度と呼ばれ、単位体積中の葉の片側の総表面積
と定義される。実際の解析では、各パラメータは解析対
象に合わせた一般的な値を参考に設定される。

壁面第一セルにせん断力を与えるタイプのモデルと比較
した場合のキャノピーモデルの利点としては、キャノ
ピー層上空の対数則領域における風速の鉛直分布の再現
性が良好であること¹⁾、物理的な地表面と計算格子の壁
面が一致するためゼロ面変位の概念が不要、キャノピー
層内気流性状が考慮可能な点が挙げられる。

LES におけるキャノピーモデルは、地表面の粗面効果
をパラメタライズすることを目的とした地表面境界処理
としてのモデル¹⁻²⁾とキャノピー層内物理過程や上空大
気との相互作用の解明を目的としたモデル³⁻⁶⁾に分類で
きる。

前者のモデルでは、粗度要素を含む格子において式(1)
のみ考慮され、SGS(サブグリッドスケール)乱流統計量に
対する影響は陽に考慮されていない。このタイプのキャ
ノピーモデルは、Smagorinsky 型の乱流モデルと併用さ
れることが多く、主に工学的な LES を大気境界層スケ
ールの解析へ適用する際に問題となる粗面効果のモデルと
して提案され、地表面上空の平均風速分布の再現性向上
を目的としている。

一方、後者のモデルでは、SGS 乱流統計量に関する輸

送方程式において粗度要素による SGS 乱流エネルギーの生産や散逸の過程までモデル化されている。このタイプのキャノピーモデルでは SGS 乱流エネルギー輸送式のみ、もしくは SGS 乱流エネルギーの散逸率に関する輸送式の両方を用いた乱流モデルが用いられる。このモデルは、気象の分野を中心に、植生と流体の相互作用による運動量・熱・水分・CO₂ 等に関する輸送過程の解明を目的としている。

なお、前者のモデルは、運動量保存則だけを考慮すればよく計算負荷が低く抑えられる利点があるが、一般的にキャノピー層内やその直上の気流性状は Smagorinsky 型乱流モデルが前提とする等方性乱流と異なることが知られている⁷⁾ため、キャノピー層内や上端付近を対象とした流れ場の解析への適用には注意を要する。

また、前述のモデルの多くは、主に平坦地形上の均一に広がる理想的なキャノピー層を対象として妥当性の検証がなされている。一方、耐風設計で問題となるような急峻な尾根や丘では、多くの場合その地表面は様々な形態の植生で覆われており、周辺の地形による流れ場と植生群との相互作用の理解や粗度要素の不均一な分布の結果生じる気流性状の把握が不可欠である。そのため、個々の樹木の樹種、葉や枝の季節的あるいは空間的な分布といった実際の植生に関する詳細な情報を取得する手法の適用⁸⁾やデータベースの整備、それらに基づく気流解析方法と検証方法の確立が求められる。

参考文献

- 1) Senocak, I., et al., Boundary Layer Meteorol., Vol.124, No.3, pp. 405-424, (2007)
- 2) Cassiani, M., et al., Boundary Layer Meteorol., Vol.126, No.3, pp. 433-460, (2008)
- 3) Shaw, R.H., Schumann, U., Boundary Layer Meteorol., Vol.61, No.1-2, pp.47-64, (1992)
- 4) 神田ら, 土木学会論文集, No.461, pp. 39-48, (1993)
- 5) Watanabe, T., Bound. Lay. Meteorol. Vol.112, pp.307-341, (2004)
- 6) 平岡, 日本建築学会環境系論文集, Vol.74, No.639, pp. 603-612, (2009)
- 7) Finnigan, J., "Turbulence in plant canopies", Annu. Rev. Fluid Mech., Vol. 32, pp. 519-571, (2000)
- 8) Hosoi, F. and Omasa, K., IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., Vol.44, No.12, (2006)

1. 7 流入変動風

(丸山勇祐)

(1) LESにおける流入変動風の必要性

風荷重評価のために複雑地形の影響を評価するための CFD では、平均風速の割増だけでなく乱れの影響まで評価することが必要とされる。乱れを正しく評価するためには、非定常な数値計算が必要であり、LES による計算が有効な手段となる。LES では、時々刻々解析を進めていく非定常解析のため、流入境界に与える風速変動の影響が解析結果に大きく影響する。複雑地形上の流れにおいては、地形の影響で流れが乱されるため流入に与える乱れの影響は小さいとの考え方もあるが、本誌特集の計算事例に示すように流入で与える乱れの影響が無視できるようになるには、複雑地形上を 10km 程度吹走させる必要がある。このような観点から乱れを含めた複雑地形上の風速を正しく評価するためには、実際の乱流境界層に近い流入変動風を計算領域の流入面に与えることが重要だといえる。

(2) 流入変動風の生成方法

流入変動風を生成する方法には大きく分けて 2 つの手法がある。1 つは乱数等を用いて変動波形を生成する方法ともう 1 つはドライバー部で LES の計算を実施して変動波形を生成する方法である。前者は、平均・変動・スペクトル等の統計値に合わせて変動風を生成するが、連続の式やナビエ・ストークス方程式に支配される物理構造の再現が難しいことが課題として挙げられ、連続の式を満たすようにダイバージェンスフリー操作を行ったり¹⁾、実観測波形を条件とする²⁾ことによって改良されている。後者では、変動風そのものを直接数値計算で生成するものであり、支配方程式を満足した変動風が得られるが、計算負荷が大きくなることが問題として挙げられてきた。しかし、近年の計算機能力の向上や、記憶媒体の低コスト・大容量化によりいったん計算したものを容易に保存できるようになったことから、最近は数値計算を用いる方法が使われることが多くなってきている。数値計算で流入変動風を生成する方法としては、チャンネルで乱れを発達させる方法等が考えられるが、圧力勾配を与える必要があることや乱れの発達に時間がかかることから、Lund らの提案した準周期境界を用いる方法³⁾が多く用いられるようになってきた。Lund らの手法による流入変動風生成概要を図 1 に示す。この方法では、境界層厚さを規定した流れを計算し、準周期境界に到達した流れを流入面にリスケールして戻すことで、規

定した境界層厚さの中で床面の摩擦に応じた乱れのみを発達させている。野澤ら⁴⁾は、この方法を応用して粗面上の流れに適合する方法を提案し、片岡ら⁵⁾は平均風速のプロファイルを規定する方法を提案することで、勾配の大きな乱流境界層に適用できるようにした。後節で示す計算事例において、OpenFOAM を使った計算にはLund らの方法で生成した流入変動風を、一般座標系を用いた計算には片岡らの方法で生成した流入変動を用いている。

図1 Lund³⁾の手法による流入変動風生成概要

(3) OpenFOAM の計算に用いた流入変動風

OpenFOAM を用いた計算事例(いちき串木野・白滝山)の計算に用いた流入変動の特性をここに示す。流入変動風はLund らの手法に基づいて生成している。図2に滑面用、図3に粗面用に生成した流入変動風の鉛直分布特性を示す。滑面用は粗度区分Ⅱ、粗面用は粗度区分Ⅳの気流に対応している。

図2 流入変動風の鉛直分布 (滑面用)

図3 流入変動風の鉛直分布 (粗面用)

参考文献

- 1) 近藤 宏二, 持田 灯, 村上 周三, 土谷 学, 「乱流境界層を対象とする LES のための流入変動風の生成—風洞実験に基づくクロススペクトルマトリクスのモデル化—」, 日本建築学会構造系論文集, 第 509 号, pp. 33-40, (1998)
- 2) 丸山 敬, 盛川 仁, 「乱流境界層内の実測データを条件とする風速変動の数値シミュレーション」, 第 13 回風工学シンポジウム, pp. 573-578, (1994)
- 3) Lund, T. S., Wu, X., and Squires, K. D., "Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations", Journal of Computational Physics, No.140, pp. 233-258, (1998)
- 4) 野澤 剛二郎, 田村 哲郎, 「ラフネス上に空間発達する乱流境界層の LES と変動風の評価」, 日本建築学会構造系論文集, 第 541 号, pp. 87-94, (2001)
- 5) 片岡 浩人, 水野 稔, 「流入変動風を用いた 3 次元角柱周りの気流解析」, 日本建築学会計画系論文集, 第 523 号, pp. 71-77, (1999)

1. 8 気象モデルとのハイブリッド

(榎木康太)

強風現象は、一般的に地球規模の擾乱、大地形、メソスケールの擾乱、局所的な地形、周辺障害物等の要因が複合的に重なり発生する場合が多い。そのため、耐風設計、特に強風被害分析において重要な強風の推定には、これらの空間的・時間的にスケールの異なる個々の現象に応じて適切に解析手法を選択し、対象とする強風に対して手法を組み合わせる必要がある。一般的には、メソスケール以上のスケールの現象は領域気象モデル(以下気象モデル)によって、局所的なマイクロスケールの現象は工学モデル(CFD モデル)により考慮される。気象モデルとしては、コロラド州立大学の RAMS¹⁾やコミュニティーモデルとして有名な WRF²⁾等が利用されている。一方、工学モデルとしては、RANS 型のはく離の再現性、後流域の解析精度等の問題を受け、近年ラージエディシミュレーション(以下 LES と表記)を適用する事例が増加している。

一般的に、気象モデルと LES による強風の予測手法には LES の境界条件として気象モデルの解析値を用いるネスティング手法と LES と気象モデルの解析を独立して行い任意の参照点を介して両者の接続を行う参照点手法の 2 つの方法がある。

前者では、境界においてモデル間の差異を何らかの手

法により解消する必要がある。耐風設計適用の場面では LES の流入境界面においてアンサンブル平均が施されている気象モデルの諸物理量から LES の変動流入風を作成する手法の開発が必要である。検討例としては、中山ら³⁾、加藤ら⁴⁾、内田ら⁵⁾による研究が挙げられ、いずれにおいても LES 流入境界部付近における気象モデルによる風速の鉛直分布に基づき、デジタルフィルター⁶⁾や Lund⁷⁾型の準周期境界条件により強風時の実大気の風速の変動を模擬した変動流入風を LES の流入面に適用することで、気象モデルと工学的な LES のモデル間の整合性が図られている。

後者の手法では LES の流入条件として気象モデルの解析値ではなく、上流の地表面粗度区分に対応する速度の鉛直プロファイルが用いられ、気象モデルと LES のそれぞれで独立した解析が行われる。そして、気象モデルの格子点と LES の格子点を一致させた参照点を設定し、その参照点で得られた気象モデルの解析結果に対して LES から得られた風速比を適用し、解析領域内の任意の点の風速を予測する。この場合、異なるモデル間の接続は直接的に考慮する必要がなく、簡便な手法と言える。田村ら⁸⁾は、高層建物屋上の解析対象の観測点高さ 240m の上流点を参照点とし、高層建物周辺の複数点の風速を高い精度で予測可能なことを示した。伊藤ら⁹⁾は、平坦な海上に位置する流入部に参照点を設定し、海に面した橋梁上の風速を予測している。この手法の問題点としては、参照点の選定に任意性があるという点や高さによっては同じスケールの地形影響を両方のモデルで 2 重に考慮してしまう点が挙げられる。気象モデルで再現された強風事象で再現された風速や温位等の物理量の分布に十分留意して参照点の選定を行う必要がある。

何れの手法においても上述の検討例では、LES の流入境界面は、海上もしくは平坦地に設定されたケースが多い。任意地点における耐風設計を想定した場合、周辺地形によっては海岸に近い風向で最も強風が生じるとは限らない場合や計算負荷の都合上平坦な地形まで解析領域が取れない場合も想定され、強風推定手法の一般性という観点から解析領域の設定方法や地形を含む境界処理手法に改善の余地がある。関連して、多風向解析対応や大スケールの風向変化時の予測精度や大気安定度・転向力等の影響の考慮などの課題も挙げられる。一方で、検証に用いられる観測値の整備や処理方法も重要である。地表面近傍の観測値は、周辺地形や周辺障害物の影響を強く受けており、1 点の観測値のみでは観測された強風の時間・空間的スケールの判断がつきにくい。特に、風向

を限定した解析が行われることが多い工学的な LES では、解析対象時間帯の領域の代表風向の推定に多数の判断材料が不可欠である。その他、気象モデル側の物理過程選択の妥当性や解析精度の検証も必要である。気象庁のゾンデの高層気象観測や全国のウィンドプロファイラによる上空風の観測など多数の地点の観測値に基づく総合的な検証が求められる。

参考文献

- 1) Pielke et al., Meteor. Atmos. Phys., Vol.49, pp.69-91, (1992)
- 2) Skamarock, W. C., et al., NCAR Technical Note, (2008)
- 3) 中山ら, 第 13 回非静力学モデルに関するワークショップ, (2011)
- 4) 加藤ら, 建築学会学術講演梗概集, pp. 765-766, (2013)
- 5) 内田ら, 風力エネルギー 34, No. 4, pp. 77-84, (2010)
- 6) 近藤, 飯塚, 建築学会環境系論文集, Vol.77, No.678, pp. 661-669, (2012)
- 7) Lund, T. S. et al., J. Comput. Phys.140, 233, (1998)
- 8) 田村ら, 建築学会構造系論文集, Vol.74, pp. 215-223, (2009)
- 9) 伊藤ら, 日本風工学会誌, vol.119, pp. 119-120, (2009)

2. 複雑地形に関する計算事例

実在する複雑地形まわりの風の流れへ CFD を適用したときの計算事例を示す。まず、検証用のデータとして観測データについて述べる。これまで、多くはウィンドファームなどが計算対象とされ、観測データとしては、風車のナセル上に設置された風速計により計測されたものが用いられた。多くのポイントのデータが得られるという利点があるが、計測値へのブレードの影響などが考えられる。一方、NEDO のプロジェクトにおいては、風観測のために鉄塔を建てて、超音波風速計も利用しながら計測された場合もある。ここでは、このように得られた観測データを解説する。計算事例としては、このように得られた観測鉄塔での各成分の高周波数非定常データと風車ナセル上で得られた多点の計測データの二つのサイトを対象とした。前者については、風速の変動性状も含め、地形の影響を受けた風を局所的に詳細な検討を行うことになることに対し、後者については、複雑に水平方向に広がる起伏上でどのような風速分布特性が表現されるかが概括的に吟味されることになる。なお、ナセル上の計測は 3 杯型が用いられ、1 秒ピッチで得られている時系列データに対し、変動風速も検討対象とした。また、計算法としては、非構造格子を用いた LES と一般座標系の LES を採用している。両者においてはメッシュ生

成の特性上、地表からやや離れた位置での格子密度に差が表れ、それによって風速データの鉛直分布の再現性に違いが生じる可能性がある。なお、一般座標系においては、気象モデルの解との接続も試みられている。

2. 1 鹿児島串木野の計算対象地形

(佐々木亮治・岸田岳士)

本検討では、図1に示す鹿児島県のいちき串木野市周辺を解析の対象とする。本サイトでは図中に青丸で示す2箇所の地点において、NEDO次世代風力発電技術開発事業により、風向・風速などの観測が実施されている。各観測地点に高さ約60mの観測鉄塔が設置され、鉛直方向に複数点で風向・風速の測定が行われている。当該地域周辺の最高高さは500m～600m程度である。この観測サイト周辺の地形の起伏をみると、風向が南～西～北北西にかけては上流側が海となっており、それ以外は複雑な形状の地形が続いている。本検討では、地形の起伏の形態の違いや観測データを考慮して図1に示す風向SWおよび風向NNWを解析の対象とする。この場合、上流側の流入境界面付近はともに海上となる。

図1 解析対象地域の概要

解析対象地点周辺の航空写真を図2に示す。対象地点の周辺は起伏に富んだ山岳地帯となっており、航空写真を見ると大部分が森林で覆われている様子がわかる。特に、本検討で解析を実施する風向SWおよび風向NNWについては、観測鉄塔より上流側の陸地部分はほとんど森林となっている。観測鉄塔近傍の状況を図3に示す。近傍の地形の起伏の形態は、谷と尾根が繰り返していたり、空間の開けた場所の近傍に高い樹木があったり、かなり高い樹木が密集していたりとかかなり複雑な地表面の被覆形態となっている。

観測鉄塔では2地点ともに、地表面から高さ30m、40m、50mおよび58mの4レベルで三杯型風速計により風速の

測定を行っている。また、それぞれ高さ58mでは風向の測定を矢羽根型風向計により実施している。測定期間としては、連続したデータが得られている2009年3月から2009年10月までを対象とする。西側の観測鉄塔の一番高い58mにおける風速5m/s以上の風配図を図4に示す。全体的には、北寄りの発生頻度が高く、SSWやESE近辺の頻度も高い。解析風向であるSWおよびNNWの発生頻度も高いことが分かる。

図2 解析対象地域の航空写真

図3 観測鉄塔近傍の状況

西側の観測鉄塔の一番高い58mの風向・風速記録を基準として算出した風速比と乱れの強さの鉛直分布を、図5と図6にそれぞれ示す。風速比は、風速がある値以上に大きくなると一定値に近づく傾向となることが経験的に知られている。本検討では、基準点での風速を5m以上および7m以上として算出した結果、両者はほぼ一致することが確認できた。図5(a)より、風向SWでは、鉛直分布の定性的な形状は変化せず東側の風速比が西側より増速して分布がシフトしている。一方、図5(b)の風向NNWでは、鉛直分布の定性的な傾向がかなり異なっていることがわかる。これは、風向により上流側の地形の起伏形態の影響を受けて、観測鉄塔へ流入する風速の

乱流構造が異なる性状になるためと考えられる。

図4 西側観測点の地上58mにおける風速5m/s以上の風配図(2009年3月~10月)
(円内の数値は風速5m/s未満の割合)

(a) 風向SW (b) 風向NNW

図5 風速比の鉛直分布
(西側観測点の地上58mにおける風速で基準化)

(a) 風向SW (b) 風向NNW

図6 乱れの強さの鉛直分布
(西側観測点の地上58mにおける風速で基準化)

2. 2 鹿児島串木野：非構造格子 LES

(丸山勇祐)

非構造格子を用いたオープンソースコードである OpenFOam を用いて、鹿児島県いちき串木野市の高さ500~600m程度の山岳地を対象に LES を実施し、実観測データと比較した事例を紹介する。

(1) 計算格子の概要

計算に用いた非構造格子の生成方法の概要を簡単に示す。計算用の地形は、図1に示すように E-pole (NEDO 観測点) 近傍を中心に半径7kmの範囲を国土地理院発行の10mメッシュ標高データを基に忠実に形状を再現し、半径9kmの地点で高さが0mとなるように7~9kmの範囲にテーパをつけている。円形領域を抽出しテーパを周辺につけたのは、全風向のモデルが容易に生成できるようにすること、流入変動風の流入高さを明確にするためである。今回の計算では、出現頻度の高い風向NNWを対象としていることから、図に示すように地形の中心から長さ20km×幅4km×高さ10kmの領域を切り出し、その中に計算格子を生成した。

図1 計算対象地形及び計算領域

図2に計算に用いた格子の概要を示す。計算には非構造格子系の OpenFOAM を用いるため、六面体要素(ヘキサ)を基本とし、テトラ要素、ピラミッド要素、プリズム要素を組み合わせた非構造格子を使用している。領域内高さ方向に3つのボックスと解析中心周りに1つの円柱を設け、それぞれの領域の格子幅が2倍ずつリファイン(格子解像度が2倍)されるようにし、解析中心の地表面近傍では約10m間隔の格子となっている。また地表面に沿っては3層の境界層格子を設置している。この

格子は、床面境界条件に $z0$ 型対数則の壁関数を適用することを前提として作成しており、床面第1層が対数則領域（レイノルズ数は風洞実験相当のものを使用）になるように格子厚さを5m程度としている。

図2 格子分割の概要（非構造格子：風向 NNW）

(a) $z0$ 型対数則壁関数用

(b) キヤノピーモデル用①

(c) キヤノピーモデル用②

図3 観測ポール近傍の格子解像度

図3に観測ポール（W-pole）近傍の格子を示す。左側が風上となっており、W-poleは尾根の風下になっている。

図中の数値は観測ポールが立っている場所からの高さを表す。上記で生成した壁関数型の格子では全体的に格子が粗く、風上の尾根からの剥離等が十分に再現されない可能性が考えられたため、地表面近傍にキャノピーモデルを導入し、観測ポール近傍の格子をさらに細かくした。観測ポール周りを5m格子幅（キャノピー用①）としたものと、さらに細かく2.5m格子幅（キャノピー用②）としたものを生成した。また、キャノピーモデルの場合には地表面境界条件を non-slip とするため、最下層の格子を地表面鉛直方向に3分割している。キャノピーモデル用格子の床面近傍の色を変えている部分がキャノピー層である。

(2) 計算概要

解析にあたっては、OpenFOAM 1.7.1 を使用し、乱流モデルとして LES（pisoFoam：標準スマゴリンスキーモデル）を用いる。流入面には、地形計算用に作成した Lund 型流入変動風の滑面用（粗度区分Ⅱ相当）を用い、時々刻々変動する風速時刻歴波形を与える。

地表面を壁関数とする場合には、滑面对数則（LES 用標準ツールである壁関数）および $z0$ 型対数則の2種類を用いる。 $z0$ の設定にあたっては、陸地及び海面を一樣な値（海：0.0002，陸地：0.8）とした場合（ $z0$ 一様）と、100m メッシュ土地利用情報に対応した値とした場合（ $z0$ 土地利用）について解析を実施し、その違いを比較した。

今回の計算で用いるキャノピーモデルは(1)式のようにナビエ・ストークス方程式に速度に対応した抗力項を付加した形のものである。(2)式が植栽の抵抗を表すものとなっており、3つのパラメータであらわされるが、今回の計算では植栽の分布・種類等の詳細な情報が分からないため、地表面に一樣に一定厚さのキャノピー層を与えることとした。また、(2)式のパラメータの詳細もわからないため3つの係数を掛け合わせたものを1つの抗力係数と考え全領域に同じ値を与えた。値とキャノピー層の厚さに関しては、テスト計算で森林に対応した $z0$ 型対数則と同等の境界層が生成される値を用いた。

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + F_{u,i} \quad (1)$$

$$F_{u,i} = -\rho C_f A \eta \sqrt{u_j^2} u_i \quad (2)$$

C_f ：抗力係数， A ：葉面積密度， η ：緑被率

(3) 地表面境界条件の影響¹⁾

地表面に粗度効果がある場合とない場合の比較を行うため壁関数を用いた3ケースの計算結果の比較を行う。

図4は標高300mの断面の瞬間風速分布である。流入から入ってくる、変動成分が計算対象地点付近まで流下することが確認できる。滑面對数側と $z0$ 型対数側では、 $z0$ 型対数側を用いたものの剥離に伴う低風速領域が広がっている。 $z0$ については、山岳地であるため森林で一様とした場合も土地利用データを用いた場合もあり違いは見られない。滑面との比較から、粗度効果を地表面に入れることによって複雑地形による剥離の性状が異なることが確認される。

図4 地表面粗度の違いによる瞬間風速分布の比較

図5に解析領域の中央断面($y=0$)における流入から2km,4km,6km およびE-pole 地点(流入から約10km)の平均風速と乱流強度の鉛直プロファイルの計算結果を示す。流入面から4kmまでは、海上となっておりプロファイルの形状に大きな違いが見られない。陸地に入って1~2kmの流入面から6kmの場所では、 $z0$ 型対数則と滑面對数則で平均および変動のプロファイルの形状に違いが見られる。この部分は海から流入してすぐの場所であり、それほど地形が複雑ではないため、床面境界条件に $z0$ 型対数則を用いた効果が顕著に現れていると考えられる。流入面から10kmの位置では、いくつかの尾根を越えて気流が到達する場所であり、プロファイルの形状が複雑地形の形状によって決定されている可能性が考えられる。しかし、地表面境界条件により違いが見られており、地形の複雑さだけで平均風速や乱流強度のプロファイルが決定されるわけではないといえる。後で説明するW-poleでは、風上側の尾根からの剥離の影響を強く受ける地点にあり、剥離等の性状に対しては床面境界条件が顕著であるとも考えられ、地表面境界条件の設定は実

際に近いものに設定することが重要であり、キャノピーモデル等も有効であると考えられる。

図5 接近流の鉛直プロファイルの変化

図6に計算結果と強風イベント時の観測データの平均風速と乱流強度の鉛直プロファイルの比較を示す。平均風速については水平方向のスカラー風速をE-poleの最上部のスカラー風速で基準化した値としている。合わせ

て観測ポール近傍の地形の状況を示す。どちらの観測点も風向 NNW に対しては尾根を越えた流れがあたる部分となっており、ポールの下部は尾根のウエイクに入るものと考えられる。E-pole では、尾根の頂部に近く風速が下がっている部分がかなり低い部分となっているが、風速が下に行くほどやや低くなる傾向は z0 型対数則を用いた場合のほうが良く合っている。乱流強度については観測と計算が良く合っている。W-pole では、前方の尾根からの剥離の影響で下部の風速が大きく減少し、乱流強度が大きくなっている。計算では、滑面对数則を用いたものでは下部での傾向は明確に出ていないが、z0 型対数則を用いると下部での減速効果が観測以上に強く出ている。風速が低くなる分、乱流強度も大きめになっている。定性的な傾向は z0 型対数則を用いることで、平均風速・乱流強度ともに近くなっているものと考えられる。

(a) E-pole

(b) W-pole

(c) 観測ポール周辺の地形の状況

図6 観測ポールでの実測と計算結果の比較

(4) 格子解像度の影響²⁾

計算概要のところで説明したように、尾根からの剥離

の影響を詳細に再現できるようにさらに細かな格子を適用するため、地表面境界条件にキャノピーモデルを適用し、格子分割が対数則で限定されないようにした計算を実施した。図7にW-pole近傍(図3に示した格子部分に対応)における平均風速分布の比較を示す。z0型対数則は前節で示したz0土地利用の結果である。

(a) z0 型対数則

(b) キャノピーモデル①

(c) キャノピーモデル②

図7 格子解像度による平均風速分布の比較

z0 型対数則に用いた格子は地表面付近で約 10m サイズの格子で形成されている。キャノピーモデル①では、地表面付近を 5m サイズを基準に格子を生成し、地表面に沿った層格子を再分割することでキャノピー層に5層程度の格子が入るようにしている。キャノピーモデル②

では、観測ポール周りの格子解像度をキャノピーモデル①の2倍（基本格子サイズ2.5m）としたものとなっている。流れの状況では、剥離に伴う低風速領域が、キャノピーモデルを用いて格子解像度を上げたものほど地表面に近づいている。

図8に観測ポール位置での特定強風イベントにおける観測データと計算結果の鉛直プロファイルの比較を示す。平均風速は観測ポール最上部（高さ58m）の値で無次元化している。E-pole ではどの結果も実測とほぼ対応しているが、W-pole ではキャノピーモデル②の結果が最も観測結果と対応しており、剥離等の挙動を正確に表現するためには十分な解像度が必要とされと考えられる。

図8 観測ポールでの実測と計算結果の比較

今回の計算では、風洞実験相当のレイノルズ数で実地形の計算を実施している。レイノルズ数が上がると、乱流境界層の対数則領域が地表面に近づくため、高レイノルズ数の計算を実施すれば壁関数による計算であっても剥離を再現するのに十分な格子解像度での計算が可能だとも考えられる。ただし、レイノルズ数を上げた場合に乱流現象を解くために十分な格子解像度が得られるか等の課題は残る。格子数や計算時間を考慮すると、キャノピーモデルを適用することが現段階では有効な方法ではないかと考えられる。

(5) 流入変動風の影響³⁾

流入変動風の効果を明確にするため、流入境界が薩摩川内市の市街地となっており、その風上には山地（複雑地形）が続いている風向ENEについても計算を実施した。解析領域の設定方法、格子の生成方法・計算手法は風向NNWの場合と同様である。地表面境界条件にはz0土地利用の壁関数を用いた。

流入面には、地形計算用に作成したLund⁴⁾型流入変動風⁵⁾を用い、時々刻々変動する風速時刻歴波形を与える。用いた流入変動風は、滑面上に発達したものと（flow-S：べき指数 $\alpha=0.15$ ）と粗面上に発達したものと（flow-T：べき指数 $\alpha=0.27$ ）の2種類とする。また、比較用に粗面上に発達したものと同一平均風速プロファイルをもち乱れない気流（flow-T-nt）を流入としたケースについても計算を実施する。なお、今回の計算で用いた流入変動風の境界層厚さは、flow-Sで600m、flow-Tで800mとした。

図9は標高300mの断面の瞬間風速分布である。flow-Sおよびflow-Tでは流入から入ってくる変動成分が計算対象地点付近まで流下することが確認できるが、flow-T-ntでは地形の風上側ではほとんど変動が見られない。地形の後ろの風速分布ではどれも似たような分布形となっているが、流入の平均風速がほぼ等しいflow-Tとflow-T-ntを細かく比較すると、地形による剥離等による減速域の大きさに違いが見られる。乱れないflow-T-ntの場合に減速域が大きくなる傾向がある。

図9 流入変動風による平均風速分布の比較

図 10 に解析領域の中央断面 ($y=0$) における流入から 2km 毎の平均風速と乱流強度の鉛直プロファイルを示す。流入面では平均風速プロファイルは多少の勾配の差はあるがほぼ同じであるが、乱流強度が Flow-T が Flow-S より大きくなっている。Flow-T-nt では、まったく乱れがない。流入から 1km は平坦であり、1km~3km の範囲にはテーパーを着けているため、地形の影響はほとんどないが地表面粗度 z_0 は反映されている。よって、地表面近傍において流入気流を作った状態より粗度が大きくなる Flow-S の場合に変化が見られる。流入から 4km の部分では、Flow-T-nt では、床面摩擦による乱れが生じるため平均プロファイル・乱流強度に大きな変化が見られる。Flow-S と Flow-T の地表面近傍では、地表面粗度の影響で分布が決定されるようになってきているため、ほぼ同じ分布となっているが、高さ 200m 以上の上空では流入で入れた乱れの影響で Flow-T の乱流強度が高い状態がキープされている。流入から 6km の地点では、3つの平均プロファイルがほぼ同じ状態となっているが、flow-T-nt の乱流強度が小さい。Flow-S と Flow-T の乱流強度は高さ 300m 程度まで一致してきている。流入から 8km の地点では、Flow-T-nt の平均プロファイルの形状が大きく異なる。これは、乱れが小さいことにより他の場合と地形による剥離の状況が異なっていることによって生じていると考えられる。Flow-S と Flow-T では、地表面に近い部分の形状はほとんど同じとなっており、地表面粗度の効果によって乱れが決定されているため、地表面に近い部分から同じような気流になってきているものと考えられる。これらのことから、流入で入れる変動風の影響によりプロファイルが変化することがわかった。勾配をあわせた乱れのない気流では、8km 程度の吹走距離では、異なった気流のままでも異なった鉛直プロファイルのままであったが、乱れ・勾配が異なる気流であっても合理的に乱流境界層の乱れを持つ流入変動であれば、今回程度の吹走距離を確保すれば地表面から 200m 程度の範囲までは同じ気流が生成されることがわかった。複雑地形上の気流には、複雑地形の形状・地表面粗度等の影響も大きいが、流入に与える乱れの影響も大きいことが確認された。

図 11 に計算結果と観測データの平均風速と乱流強度の鉛直プロファイルの比較を示す。観測データについては、強風時のデータと比較するという事で、平均風速 9m/s 以上のデータの平均とした。平均風速については水平方向のスカラー風速を W-pole の最上部のスカラー風速で基準化した値としている。W-pole においては、平

図 10 流入変動風による鉛直プロファイルの比較

均風速のプロファイルは、観測と計算結果でよく一致しており、計算結果も3つの気流ともよく一致している。乱流強度については、観測に比較して計算結果は大きく出ているが、分布の形状は似ている。E-pole では、計算結果に差が見られるが、値的にはFlow-Tの結果が近くなっている。乱流強度については、観測に比較して計算結果は大きく出ているが、ある高さで乱流強度が小さくなる分布の形状が再現されているものと考えられる。

(a) W-pole

(b) E-pole

図 11 観測ポールでの実測と計算結果の比較

図 10 の地形図から見てわかるように、観測ポールの位置は最も高い山の風下となっている。風上側の山塊は、解析領域のスパン方向全域にわたっているが、今回の計算では側面の境界条件を slip としている。この影響で、風上側の山塊から作られた乱れが観測ポール部分に集まることから乱流強度が解析領域全体的に高くなってしまったのではないかと考えられる。このように複雑地形を再現して計算する場合には、解析領域の取り方について検討を深めることが今後の課題である。

(6) まとめ

非構造格子を用いた実在複雑地形周りの LES を実施し、以下のような知見が得られた。

- ・地表面粗度の影響は流れ場の生成や、剥離の性状に大きく寄与する。
- ・地形からの剥離であってもその性状を再現するために

は十分な格子解像度が必要とされる。

- ・複雑地形上の流れであっても、流入で与える変動の影響は大きく、適切な流入変動風を流入境界に与える必要がある。

謝辞

本研究は国土交通省の実施する平成 24 年度建築基準整備促進事業の一環として実施している事業のうち「風圧力、耐風設計等に関する基準の合理化に資する検討委員会」の成果の一部である。複雑地形における観測データについては NEDO 次世代風力発電技術開発（基礎・応用技術研究開発）事業より提供を受けた。ここに感謝の意を表する。

参考文献

- 1) 丸山 勇祐, 田村 哲郎, 岸田 岳士, 「実在複雑地形周りの風の流れの LES—乱れに与える地形の影響に関する考察—」, 日本流体力学会年会 2013 講演論文集, (2013)
- 2) 丸山 勇祐, 田村 哲郎, 岸田 岳士, 「実在複雑地形周りの風の流れの LES—流入変動風の影響に関する考察—」, 第 27 回数値流体力学シンポジウム B09-2, (2013)
- 3) 丸山 勇祐, 田村 哲郎, 岸田 岳士, 「実在複雑地形周りの風の性状に関する LES—地表面境界処理・格子解像度の影響—」, 日本建築学会 2014 年度大会 (近畿) 学術講演便概集, (2014)

2. 3 鹿児島串木野：WRF・一般座標系 LES

(小野佳之・榎木康太)

(a) 単純地形を対象とした風洞実験結果との比較

地形を対象とする気流解析においては起伏や地表面粗度を適切にモデル化することに加え、複雑地形による剥離や循環領域等の気流性状を高精度で予測可能な計算手法を用いることが重要である。ここでは、一般座標系と非構造格子系の LES ソルバを用いて粗面を有する 3 次元孤立峰を対象とした解析結果を紹介する。

(1) キャンピーモデルによる粗度のモデル化

検証対象は、粗度区分 III に相当する粗面を有する 3 次元孤立峰を再現した石原ら¹⁾の風洞実験(峰高さ $H=40\text{mm}$)である。風洞実験において粗面の効果は森林を模した人工芝によりモデル化されている。LES 解析において地表面粗度のモデル化にはキャンピーモデルを用い

ており、キャノピーモデルの抵抗係数 C_f は一般的な森林

の値である0.2、葉面積密度 a を $1.0 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$ と設定し、それぞれ地表面から人工芝の毛足高さである5mmの範囲に分布させている。なお、粗度による抗力のみを考慮し、サブグリッドスケールの乱れに関するモデル化は行っていない。

(2) 構造格子と非構造格子の比較

図1に解析格子の外観と解析に用いた変動流入風の鉛直分布を示す。この検証例では、構造格子用ソルバと非構造格子用ソルバによる解析結果の違いを検討するために、非構造格子用ソルバの解析では、図1(a)の構造格子ソルバ用の構造格子を、非構造格子用ソルバに合わせた形式に変換し、計算格子として使用している。最小格子幅は水平方向約0.07H、鉛直方向約0.025Hである。流入面には実験流入気流に合わせ片岡ら³⁾の方法と粗面吹走により生成した変動成分を持つ流入変動風を作成し適用した(図1(b))。なお、非構造格子ソルバとしてOpenFOAM⁴⁾ Ver. 2.2.2の非圧縮NSのLESソルバであるpisoFoamにキャノピーモデルを実装して使用した。

図2には、解析領域の中心を通る主流方向鉛直断面における風洞実験の結果と両ソルバによる解析結果を示す。すべての値は $z=7H$ における風速の主流成分 u_{ref} で規格化されている。(a) 平均風速の主流方向成分 u および(b) 鉛直方向成分 w に関して両ソルバで解析された値の差はほとんど認められない。風洞実験の値と比較すると両ソルバとも後流循環域のキャノピー層頂部付近における主流方向と逆方向の流速 u を若干強めに評価していることがわかる。 w 成分の解析結果に関しては両ソルバとも実験値とよく一致している。一方、(c)~(e)に示した無次元化された各風速成分の標準偏差 σ_u , σ_v , σ_w に関しては、孤立峰後流部においてソルバ間で差異が認められる。まず、 σ_u の特徴的な分布である $x/H=2.5$, $z/H=0.75$ 付近における変曲点が、非構造格子用ソルバでは再現されていない。次に、 σ_v に関しては、風洞実験において $2.5 \leq x/H \leq 3.5$, $z/H=0.5$ 付近の範囲で認められる極小値が、非構造格子用のソルバでは明確には確認されないが、構造格子用のソルバでは再現されている。最後に、 σ_w に関しては、 σ_u 同様に、峰頂部高さにおいて流下方向に分布する極大値を両ソルバとも実験値よりも大きく評価する傾向が確認された。総じて、構造格子用ソルバの方が実験値の空間的な分布をとらえているといえる。

図1 解析条件²⁾

図2 峰中央の鉛直断面における諸量の鉛直分布²⁾

○: 風洞実験¹⁾ —: 構造格子ソルバ —: 非構造格子ソルバ

(3) 地表面のモデル化における課題・展望

上述した単純地形を対象とした解析において、粗面効果はキャノピーモデルによってモデル化されている。キ

キャノピー層内において Smagorinsky 型の乱流モデルを適用した場合、計算格子で解像されないグリッドスケール以下のキャノピー層内粗度要素(木の幹、枝や葉等)と流れの相互作用による乱流の生成や散逸の効果が考慮されないため、本手法によるキャノピー層付近の乱流性状の再現性をより詳細に検証する必要がある。また、構造物が設置される場所の周辺状況によっては、キャノピー層の物理過程を考慮する必要がある場合も想定されるため、今後、1 方程式型乱流モデルの適用性の検討も行う必要があると考えらえる。

図3 観測点の位置と LES 解析領域 (25km x 25km)⁵⁾

図4 LES 解析領域 (風向 NNW)⁶⁾

図5 変動流入風作成のための解析格子

(b) 実地形を対象とした実測結果の風速プロファイルとの比較

実地形を対象とした気流解析への LES 適用事例が増加しているが、それらの予測の検証は地表面付近の単一、

もしくは近傍の複数観測結果を用いて実施されるケースが多く、距離の離れた複数の地点の強風予測の検証例はそれほど多くない。LES により解析された気流性状を、解析領域内の様々な地点において実際に観測された風向・風速と比較検証する必要がある。その検証例として、実地形(鹿児島県いちき串木野地区)を対象とした一般座標系の LES による解析結果^{5,9)}を示す。図3に解析範囲と検証に用いた地上観測点(Site1~3)および気象庁ウィンドプロファイラの位置関係を示す。解析が実施された風向は NNW, SW の2 風向であり、図中に LES の解析範囲を破線で示されている。何れの風向も流入部は海上に位置する。LAWEPS⁷⁾のプリ処理機能 (国土地理院 10m メッシュ標高⁸⁾ 利用) を用いて境界面が地形に沿った一般曲線座標格子を作成した(図4)。また、地表面粗度は、土地利用細分メッシュデータ⁹⁾に基づくキャノピーモデルにより考慮した。対象地点の周辺は森林に覆われており、森林の粗度高さ H_{canopy} を 5.0m、葉面積指数 LAI を 5.0 と設定し、次式⁷⁾より葉面積密度 a は $1.0m^{-1}$ となる。

$$a = LAI / H_{canopy} \quad (1)$$

流入風として、準周期境界条件を用いた片岡の方法³⁾により変動風を作成し、その後、ラフネスを配置した粗面上を発達させたものを用いる¹⁰⁾。解析領域、および風速のコンター図を図5に示す。本解析で対象とした変動流入風は地表面粗度区分Ⅱ相当の気流であり、地表面付近のラフネス密度が小さく、境界層の発達に長い吹走距離を要した。そこで、計算負荷に配慮し格子解像度を粗く設定し、ラフネスブロックをキャノピーモデルによりモデル化した。得られた変動風の風速の鉛直分布を図6に示す。

図6 流入変動風 (H=75m)

(1) 平均風速

図 7 に Site 1 及び Site 2 における風速比の鉛直分布を示す。図中“観測”は約半年間の観測で Site 1 地上 58m において“検証対象の風向かつ 7m/s 以上の強風”を観測した際の各観測点の平均値である。また、風向判定及び風速比算定の基準点は Site 1 地上 58m の観測点である。LES による風速比は地上付近で若干差異があるが観測値と概ね対応していることが分かる。図 7 (a) NNW のケースにおいて地上 60m 付近では両地点で風速比がほぼ一致している。一方、図 7 (b) SW 風向のケースでは観測で確認された両地点間の平均的な差異が、LES でも再現された。この風向においても LES の地表面付近で実測と差が大きくなる傾向がある。これらの要因として今回の解析で用いた土地利用データ自体の精度が解像度 100m と低いことが挙げられる。今後より解像度の高いデータを用いることで改善する可能性がある。

(2) 乱れ強さ

図 8 に Site 1 及び Site 2 における乱れ強さの鉛直分布を示す。実測の乱れ強さは、(a) NNW に関しては 2009 年 4 月 25 日、(b) SW の風向に関しては 2009 年 6 月 10 日の温帯低気圧通過時の観測記録から当該風向のデータを抽出し 10 分間の平均風速と標準偏差より求めた(標本数 NNW:144, SW:60)。図には乱れ強さの変動範囲(±標準偏差)も併せて示している。LES による乱れ強さは、観測点位置の 10 分相当の風速時系列データから実測サンプリング周波数に併せてデータを抽出し、瞬間風速(2 秒値相当)を求め、統計量を算出した。LES に基づき算出した乱れ強さは Site 2 の地上付近を除き、実測の変動範囲内にあることが分かる。Site 2 の地表面近傍において実測の推定値との差異が大きい原因として風速比の場合と同様に地表面近傍土地利用データの精度が低いことが挙げられる。一方、(b) SW のケースは、LES の乱れ強さは実測に比べ低い傾向を示している。特に Site 2 においてこの傾向が顕著である。この一因として、検証対象とした強風事象の特徴の違いがある。NNW のケースでは風向 NW ~ NNW 平均風速 12.9m/s の強風が一日を通じて定常的に吹いており、大規模の気象擾乱による大きな風向や風速の変化は確認されない。一方、SW のケースは平均風速が 13m/s 以上の強風事象であるものの、NNW のケースとは性状が異なり、低気圧の通過に伴い S~SW~W へと大きく風向が変化し急激に風速が増加するという特徴を有する。この場合、LES で考慮されない上空の気象擾乱で生じる乱れや風向の急激な変化に伴い生じる乱れが観

図 7 各観測地点における風速比の鉛直分布⁶⁾

図 8 各観測地点における乱れ強さの鉛直分布⁶⁾

測された可能性がある。

(c) 実地形を対象とした実測結果の風速の絶対値との比較

最後に、実地形上で観測された風速を観測に依らず領域気象モデルと LES の解析結果を組み合わせることにより予測した例を示す。ここで強風事象の解析に用いられた領域気象モデルは、米国国立大気研究センターにおいて開発された Weather Research and Forecasting Ver.3.5¹¹⁾(以下 WRF)である。WRF は地形準拠の乾燥大気の質量座標系で記述された完全圧縮・非静力学系モデルであり、運動量保存式、連続式、熱力学方程式、ジオポテンシャル方程式等で構成される。解析に用いた WRF の物理モデル等の解析条件を表 1 に示す。

表 1 気象モデルの解析概要

計算期間	2011/2/9 - 12 (4 日間)
鉛直格子	鉛直 48 層 (最小格子間隔約 50m)
境界層過程	Mellor-Yamada-Janjic
地表面過程	Monin-Obukhov (Janjic Eta)

この解析では5段階の2way ネスティングを行っている。気象モデルのネスティング範囲を図9に示す。最も外側の計算領域d01はおよそ2200km×2200kmの範囲で水平格子解像度を約20kmに設定した。最内の解析領域d05は、25km×25kmの範囲で水平格子解像度は約250mである。

図9 気象モデルの解析範囲

気象モデルと中立大気を前提としたLESを接続する際の前提条件としては、該当地域周辺にLESで解析を行った風向(NNW)の強風状態が継続していることや大気境界層が中立状態であること等が挙げられる。図10には強風が定常的に観測された午前6:00~8:00の間に気象庁ウィンドプロファイラ市来(位置は図3参照)で観測された各高度の平均風速及び風向¹²⁾とWRFの解析値(d05)の結果を標準偏差と共に示す。図より、気象モデルで海拔1000m以上の風向風速は概ね実測とよく対応していることが分かる。標高1500m以下では、境界層風速が約22m/sのほぼ様な上空風が解析されている。また図11には、同時間帯の解析領域の流入部におけるWRFで解析された風速の鉛直分布形状を示す。境界層下部の流入部において解析された平均風速の鉛直分布はベキ指数が概算で0.1から0.15程度であり、粗度区分IIを想定したLESの流入条件に概ね適合していることが確認された。また、温位に関しては、近傍の高層気象観測点である鹿児島地方気象台におけるゾンデの観測値(2/11 21:00JSTと2011/2/12 9:00JST)とよく対応していることや該当時刻に解析領域内1500m以下では、概ね温位勾配は小さく熱的に中立な状態であることも確認している。一方で、風向に関しては、下層ではNWからNNW風向が支配的であり、LESで想定したNNW風向に合致しているものの、上空では南寄りの風向に変化していることがわかる。

図10 ウィンドプロファイラ位置における平均速度および風向の鉛直分布(2時間分の10分値から算出)⁵⁾

図11 2011年2月12日6~8時のLES流入地点付近におけるWRF解析の時間平均値(風速風向)鉛直分布
In1が流入面の東端部、In2が西端部に対応。

(2) WRFとLESの接続方法

WRFの解析結果に対して、ある高さにおいてLESで解析された平均風速と風向を一致させることで、地上付近の強風イベント時の風向・風速値が算出される。

ただし、WRFの解析により得られた上空の風向は、高さ方向に一定とは限らず、また、対象とする強風イベントの発生期間においても風向は時々刻々変化する。そこで、ここでは、気象モデルWRFの解析を行い、Site3及びSite1における風向の観測記録よりLESを実施したNNW風向時の時間帯を選び、強風イベント時の上空風からLESの解析結果を用いて観測地点における地上付近の風向・風速を求めた。

気象モデルとLESの接続には以下のような方法がとられている。LES解析領域内の任意の点 i の風速 u_i 及び風向 θ_i は、水平距離が最も近い気象モデルの解析格子点 (x_{np}, y_{np}) の高さ z_{ref} における風速 $u_{WRF,np}$ 及び風向 $\theta_{WRF,np}$ を用いて、次式により算出する。

$$u_i(t) = \frac{u_{LES,i}(z_i)}{u_{LES,np}(z_{ref})} u_{WRF,np}(t, z_{ref}) \quad (1)$$

$$\theta_i(t) = \theta_{WRF,np}(t, z_{ref}) - \theta_{LES,np}(z_{ref}) + \theta_{LES,i}(z_i) \quad (2)$$

ここで、 $u_{LES,p}(z)$ は地点 p における LES の解析値、 t は時刻である。式(1)は気象モデルの上空解析点の風速を LES の風速鉛直分布にそって地上の解析点へ降ろしてやることを意味している。また、式は気象モデルの上空解析点の風向に対して LES により解析された上空と地上の地形による風向角の偏差を加えることを示している。

例えば、図 12 において参照高さが $z_{ref}=z_1$ のケース、 $z_{ref}=z_2$ のケースは、それぞれで以下のように WRF と LES は接続される。

図 12 気象モデルと LES の接続の概念図

図 12 のように、参照点 z の選択により、気象モデルの風速値と参照点高さ以下の接続により算出された風速値も変化することがわかる。

(3) 風速の絶対値予測

図 13 に 2011 年 2 月 12 日午前 6 時から 8 時の時間帯の Site 1 の観測高 30m, 40m, 60m における観測値、WRF の上空風速を LES から得られた風速の鉛直分布により補正して求めた推定値を示す。参考として WRF の地上付近解析値も図示されている。図 13 の推定値は、上空風の解析精度が確認された高さでかつ、LES で解析された風速の鉛直分布から地形影響が顕著に確認されず、境界層外にあると判断された高さである海拔 1000m を WRF の参照格子点として LES による上空と地上の風速比を適用したものである。WRF の地上付近風速は、過大評価の傾向にある。LES の風速比による補正値は、観測高 40m と 60m において観測とよく対応している。一方、高さ 30m では実際より低く風速が見積もられ、LES の地表面

付近の精度に準じた結果になっていることがわかる。

図 14 は、Site 3 における風向と風速の時系列を示す。風向に関する量は白抜きのマーカーの系列に対応し、風速に関する量は黒色のマーカーの系列に対応する。風向に関しては、上空風の気象モデルの解析値に基づく LES による補正值、地上付近の気象モデルの解析値とも観測値の傾向に近いことがわかる。また、Site3 の LES による風速の補正值は観測値に近い値を示しており、地上付近の観測値から Site1 から上流約 8km と離れた場所に位置する Site3 においても、LES により推定された風速比が広域にわたる風速の絶対値推定に適用できる可能性が示された。

図 13 Site1 における風速の時系列⁵⁾

図 14 Site3 における風速と風向の時系列⁵⁾

参考文献

- 1) 石原, 日比, 「急峻な山を越える乱流境界層に関する実験的研究」, 第 15 回風工学シンポジウム稿集, pp. 61-66, (1998)
- 2) 榎木, 小野, 「異なるソルバによる単純地形周りの気流解析」, 建築学会学術講演梗概集, (2014)
- 3) 片岡, 水野, 「流入変動風を用いた三次元角柱周り流れの計算—平均速度分布を与条件とした流入変動風の作成方法について—」, 第 12 回 数値流体力学シンポジウム, pp. 173-174, (1998)
- 4) OpenFOAM, <http://www.openfoam.org>
- 5) 榎木, 小野, 「風速の絶対値予測を通じた気象モデル

と LES による複雑地形影響評価手法の検証」, 風工学会誌, Vol.38, No. 2, pp. 229-230, (2013)

- 6) 榎木, 小野, 「複数地点の観測を用いた LES による複雑地形影響評価手法の検証」, 建築学会学術講演梗概集, pp. 95-96, (2013)
- 7) NEDO 局所的風況予測モデル LAWEPS, <http://app2.info.nedo.go.jp/nedo/top/top.html>.
- 8) 国土交通省国土地理院, 基盤地図情報, <http://www.gsi.go.jp/kiban/>.
- 9) 国土交通省, 国土数値情報, <http://nlftp.mlit.go.jp/ksj/index.html>.
- 10) 小野, 田村, 「粗面を有する三次元丘陵地まわりの強風乱流への LES の適用」, 日本建築学会構造系論文集, 606 号, pp. 73-80, (2006)
- 11) Skamarock, W. C., et al., "A Description of the Advanced Research WRF Version 3", National Center for Atmospheric Research Technical Note, NCAR, (2008)
- 12) 京都大学グローバル大気観測データ気象庁データ, <http://database.rish.kyoto-u.ac.jp/arch/jmadata>.

2. 4 白滝WF：非構造格子 LES

(野津剛)

本節では複数の観測データの同時取得が可能なウインドファーム¹⁾を対象に LES を実施し, 観測データと比較・検討することにより LES の予測精度を検証し, 実地形問題への適用性を確認したものを報告する。ここでは特に, 格子解像度や地表面粗度, 流入風の乱れの有無が解析結果に与える影響について言及する。

(1)解析条件

解析対象は, 山口県下関市豊北町の白滝山にあるウインドファームである。図 1 に示すように, ウインドファームは海岸から 10km 程度離れた山間部に位置し, 海から徐々に地形が複雑かつ険しくなっている。風車は標高 400m から 600m 程度の険しい山地の尾根上に 20 基が配置されており (図 2), ナセル上 (地上高さ 85m) に風速計が設置されている¹⁾。解析風向は, 海側から吹く風 (北東風) を対象とする。

解析領域は, 図 1, 図 3 に示すように風上側に海を含むよう主流方向に 25km, 直交方向に 8km, 鉛直方向に 8km である。流出境界付近には比較的高い山が存在するので, 境界面から数 km の位置で山をなだらかに変形させている。計算は OpenFOAM (Ver. 1.7.1) を用いて行っており, 乱流モデルは標準 Smagorinsky モデル, モデ

図1 ウインドファームと周辺環境

図2 風車配置状況

図3 解析空間

ル定数 C_s は 0.1 とした。

計算格子は非構造格子を用いており, 図 4 に示すように格子解像度を変えた 2 パターン作成している。最小水平格子を 20m としてテトラ, プリズム格子で構成したものを格子粗のケース, 最小水平解像度を 10m として六面体・四角錐・四面体格子で構成したものを格子密のケースとする。両ケースともに地表面近傍には境界層セルを挿入している。一方, 地表面境界条件については, 滑面对数則および z_0 型粗面对数則の 2 ケースとし, 粗度長 z_0 は海水域で 0.0002m, 森林で 0.8m とした。

解析ケースは表1に示すように、格子解像度（最小水平格子）、地表面の境界条件、流入風の乱れの有無を変化させた全5ケースである。Case1～4の流入風は海上から来る風を想定していることから、Lund の手法²⁾を用いて計算した滑面の乱流境界層（ベキ指数 $\alpha=0.15$ 、境界層厚さ $\delta=600\text{m}$ ）を用いている。図5に流入気流の鉛直プロファイルを示す。なお、Case5は乱れの無い一様勾配

(a) 格子粗（最小水平格子 20m）

(b) 格子細（最小水平格子 10m）

図4 ウィンドファーム近傍の計算格子

流を流入風として与えている。

表1 解析ケース

解析ケース	最小水平格子	地表面の境界条件	流入風
Case1	20m	滑面对数則	乱流境界層
Case2	20m	z0型粗面对数則	乱流境界層
Case3	10m	滑面对数則	乱流境界層
Case4	10m	z0型粗面对数則	乱流境界層
Case5	10m	z0型粗面对数則	勾配流

(a) 平均風速

(b) 乱れ強さ

図5 流入変動風の鉛直プロファイル

(2)解析結果

格子解像度の影響

図6に水平断面における瞬間風速コンター図（高さ400m, z0型粗面对数則）を示す。格子解像度が高い結果では、風上の流入風の風速変動が維持されて流下していることが確認できる。また、山表面近傍の風速低下の範囲が比較的小さくなっていることがわかる。

(a) 格子粗（最小水平格子 20m）

(b) 格子細（最小水平格子 10m）

図6 高さ400mにおける瞬間風速コンター図

(a) 格子粗（最小水平格子 20m）

(b) 格子細（最小水平格子 10m）

図7 ウィンドファーム近傍の平均風速コンター図

図7にウインドファーム近傍における鉛直断面の平均風速コンター図を示す。格子解像度が低いケースでは、地表面近傍の速度低減範囲が高い位置まで見られる。一方、格子解像度が高いケースでは、山背後の速度低減範囲が狭くなっている。また、格子解像度を高くすることにより、山形状をより滑らかに表現していることも確認できる。

(a) 平均風速

(b) 乱れ強さ

(c) 平均風向

図8 LESと観測値との比較(格子解像度の影響)

図8に平均風速、乱れ強さ、平均風向について観測値と比較して格子解像度の影響をそれぞれに示す。格子解

像度が高くなることで、ナセル高さにおける平均風速、乱れ強さともに観測値に近づくことがわかる。ただし、平均風向については、あまり差は見られない。

地表面粗度の影響

図9にウインドファーム近傍の鉛直断面における平均風速コンター図を示す。 z_0 型粗面对数則のケースでは、地表面近傍の速度低減範囲が高い位置まで見られる。一方、滑面对数則のケースでは、山背後の速度低減範囲が狭くなっていることが確認できる。その結果、風車位置No.11に着目すると、 z_0 型粗面对数則のケースでは完全に山の後流域に埋没する様子が見られる。

(a) 滑面对数則

(b) z_0 型粗面对数則

図9 ウインドファーム近傍の平均風速コンター

図10に風車位置No.18における風速および風向の時刻歴波形を示す(位置は図9参照)。No.18は、風上にある山の後流域に入るか入らないかの微妙な位置にあるため、壁面境界条件の影響を非常に強く受ける。そのため、山の後流域が広がる z_0 型対数則を用いたケースでは、風速変動および風向変動が大きくなっている。

図11に平均風速、乱れ強さについて地表面粗度の影響を示す。 z_0 型粗面对数則を用いることで、平均風速が全

(a) 滑面对数則

(b) z0 型粗面对数則

図 10 風速・風向の時刻歴波形 (風車位置 No.18)

体的に低下するとともに乱れ強さが大きくなる傾向が見られ、観測値と良い対応を示すことが確認できる。

図 12 (a) (b) に z0 型粗面对数則を用いた場合の地表面高さ 60m における平均風速コンター図と図中に示すライン上での標高の分布をそれぞれ示す。尾根に沿って平均風速の速い領域が存在するのが見られる。

図 13 に図 12 に示す 2 地点 (A, B) における平均風速の鉛直分布を示す。標高が徐々に上がっている尾根付近では地表面近傍まで増速傾向にあり、尾根の背後の標高の低い部分では上空まで速度欠損が大きくなる傾向にある。

流入気流の乱れの有無の影響

図 14 に高さ 200m における水平断面の瞬間風速コンター図を流入気流の乱れの有無を比較して示す。流入風に乱れが無い場合には、流入境界近傍の山背後の後流域が非常に長くなっている様子が見られる。流れが解析領域内部へ進むにつれて、山々によって乱れが生成される様子が確認できるが、乱れはなかなか発達しない。

図 15 に乱流強度の鉛直プロファイルについて、流下方向の変化を示す。図中の高さは、山の地表面がゼロになるように補正している。流入風に乱れが無くとも流下す

風車番号

(a) 平均風速

風車番号

(b) 乱れ強さ

図 11 LES と観測値との比較 (地表面粗度の影響)

(a) 平均風速

(b) 標高

図 12 地上高さ 60m での平均風速コンター図と標高

るにしたがって乱れは発達するが、上空へは乱れがなかなか発達しないことがわかる。ただし、流入境界から14km地点の変動成分の鉛直分布については両者がほぼ一致することが確認できる。

しかし一方で、風車位置によっては変動風のパワースペクトルに違いが見られる結果が得られた。図16に示す風車位置 No.9 は比較的前方が開けている位置にある風車のものであるが、流入風に乱れの無いケースでは乱流境界層を用いたものと比べて低周波成分のパワーが小さいことが確認できる。

(a) A地点 (b) B地点
図13 2地点の平均風速の鉛直分布

(a) 一様勾配流

(b) 乱流境界層流

図14 高さ200mにおける瞬間風速コンター図

(a) 風車位置 No.4 (b) 風車位置 No.9

図16 風車位置での気流のパワースペクトル

図15 流下方向の乱流強度の変化の比較

(3)まとめ

本稿では複数の観測データのある実地形を対象に LES を実施し、格子解像度や地表面粗度、流入風の乱れの有無が解析結果に与える影響を示した。

謝辞

本研究は、国土交通省平成 23 年度建築基準整備促進補助事業での「風圧力、耐風設計等に関する基準の合理化に資する検討」なる研究課題の一環として実施されたものである。また、観測データは株式会社きんでんより提供していただいたものである。ここに謝意を表する。

参考文献

- 1) 丸山, 石川, 内田, 出口, 「メソスケールモデルと LES を用いたウインドファーム周辺の気流解析」, 第 21 回風工学シンポジウム論文集, (2010)
- 2) Lund T. S., Wu X., Squires K. D., “Generation of turbulent inflow data for spatially developing boundary layer simulation”, Journal of Computational Physics, 140, (1998)