

複雑地形の風況解析に適した境界条件に関する研究

A Study on Consistent Boundary Condition of Wind Simulation around Complex Terrain

本田 逸郎*¹ 浅見 紀夫*² 河南 治*³ 川島 陽介*⁴
 Itsuro HONDA Norio ASAMI Osamu KAWANAMI Yousuke KAWASHIMA

Abstract

The wind simulation software such as WASP cannot predict separation flows well in many mountainous areas in Japan. The purpose of this investigation is to develop the analysis method and software predicting high accuracy around complex terrain. In order to get a highly accurate prediction, local analysis of the wind simulation is expected. However, wind simulation in the local area in Japan, computation is not often possible for a reverse flow near the mountainous areas on the outflow boundary. In this investigation, we developed new wind simulation method with effective boundary condition for the pressure to calculate wind around complex terrain.

キーワード： 風況解析, 複雑地形, 境界条件, 保存則

Key Words: Wind Simulation, Complex Terrain, Boundary Condition, Conservation Law

1. 緒言

近年の脱化石燃料化の動向から、環境に優しいエネルギーとして風力発電が注目されている。日本で風力発電を行う場合、山岳地帯が非常に多く、その地形は風力エネルギーの強さや向きに大きな影響を与える。風力発電においては、風速や風向の変化が少ないほど発電に適しており、これらを正確に把握することは、必要な発電量を確保する上で重要な問題である。このような風力発電に適した風況に優れた地点を実地検証で見つけ出すのは容易ではない。そこで、計算により各地点での風の流れを予測する風況シミュレーションソフトがよく用いられている。

現在までに開発された代表的な風況シミュレーションソフトには、WASP などがあるが、WASP は、線型方程式を解いているため、剥離などの流れを捉えることができず、日本のような急峻な山が多い地形では精度が良くないことが知られている⁽¹⁾。そのため、風況をさらに精度良く予測するためのソフトが求められており、我が国の複雑な地表に適応した風況解析ソフトの開発が進められてきた⁽²⁾⁻⁽⁴⁾。

しかし、日本のような山岳地帯が多く存在する地域において局所的な風況解析を行う場合、解析領域の境界に地表の凹凸を含むため、流入流出境界部分が一樣な断面積の空間で与えられず、従来用いられてきた境界条件をそのまま適用できないことも考えられる。CFD 解析においては、流出境界で逆

流を生じると計算が発散してしまう。これは、逆流が発生することで保存則が破綻してしまうことに困っている。そのため、一般に出口境界は解析対象から十分離れた位置に取り、逆流が生じないようにされるが、局所風況解析を行う場合、複雑な地形の一部を切り取って解析を行うため、出口境界で逆流が生じることが頻繁に生じる。市販のソフトウェアでは、このような場合、強制的に流速を固定することで計算が発散することを回避しているため、局所風況解析の精度向上のために境界条件を考察することは非常に重要であると考えられる。

本研究では、局所風況解析の予測精度を高める目的で、複雑な地形の風況解析を行う場合に適した境界条件の検討を行った。

2. 数値解析法

流れ場を非圧縮性粘性流体とみなせば、支配方程式は、(1) 式の連続の式と (2) 式の Navier-Stokes 方程式で表される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

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

上式において u_i は流速、 p は圧力、 Re はレイノルズ数を表す。上式を Kim らの Fractional Step 法⁽⁵⁾ に準じた方法で解析する。対流項に二次精度 Adams-Bashforth 法、粘性項に Crank-Nicolson 法を適用すると以下のように書き表される。

$$\frac{\bar{u}_i - u_i^n}{\Delta t} + \frac{1}{2}(3H_i^n - H_i^{n-1}) = \frac{1}{2Re} \frac{\delta^2}{\delta x_j^2} (\bar{u}_i + u_i^n) \quad (3)$$

$$\frac{u_i^{n+1} - \bar{u}_i}{\Delta t} = -\frac{\delta p}{\delta x_i} \quad (4)$$

*1 兵庫県立大学工学部准教授 (〒671-2201 姫路市書写2167)

E-mail: honda@eng.u-hyogo.ac.jp

*2 兵庫県立大学工学研究科大学院生

*3 兵庫県立大学工学部助教

*4 兵庫県立大学工学部教授

(原稿受付：2007年10月29日)

(3) 式において、 δ は差分演算子、 H は対流項を表し $\bar{u}$ は中間段階の速度を表す。(4) 式の発散を取り $n+1$ 時刻に連続の式を満足するようにおくことで、以下の圧力のポアソン方程式が得られる。

$$\frac{\delta^2}{\delta x_i^2} p^{n+1} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\delta \bar{u}_i}{\delta x_i} \quad (5)$$

計算過程は、まず (3) 式から中間速度を求め、つぎに (5) 式の圧力のポアソン方程式を解き、求めた圧力から (4) 式よりつぎの時刻の流速を求める。この過程を繰り返すことによって、非定常流れ場が計算される。

さて、風況解析を行う場合、一般に乱流と見なせる高レイノルズ数流れを扱うこととなる。そのため、非線形項である対流項には計算を安定化させるために風上差分スキームが適用される。一般的には数値的安定性の見地から三次精度上流差分スキームがよく用いられる。しかしながら、このスキームの数値粘性が悪影響を与えることも懸念されるため、本研究では非物理的な数値粘性の影響を少なくする目的で、以下に示す修正五次精度上流差分スキーム⁽⁶⁾を適用した。

$$u^k \frac{\partial u}{\partial \xi^k} = \overline{u^k \delta_k u}^k + (-1)^{\frac{m}{2}} \alpha (\Delta \xi)^{m-1} |u^k| \delta_k^m u \quad (6)$$

上式の右辺第 2 項が数値粘性を表し、この場合は $m=6$ 、 $\alpha=1/60$ とした。一次元の場合に上スキームを書き下せば、以下のように書かれる。

$$\left(\overline{u \frac{\partial u}{\partial x}} \right)_i + \left(u \frac{\partial^6 u}{\partial x^6} \right)_i = \frac{u_i - C_{i-3/2} + 9 C_{i-1/2} + 9 C_{i+1/2} - C_{i+3/2}}{16} - |u_i| \times \frac{u_{i+3} - 6u_{i+2} + 15 u_{i+1} - 20u_i + 15 u_{i-1} - 6u_{i-2} + u_{i-3}}{60\Delta x} \quad (7)$$

上式において

$$C_{i+1/2} = \frac{-u_{i-1} + 9 u_i + 9 u_{i+1} - u_{i+2}}{16} \times \frac{u_{i-1} - 27 u_i + 27 u_{i+1} - u_{i+2}}{24\Delta x} \quad (8)$$

である。このスキームの右辺第 1 項は微分の交換演算を保証したスキームで安定性がある。一般的に、差分法で流れ解析をする場合、対流項以外の空間差分項には二次精度中心差分近似がよく用いられる。しかしながら風況解析に限らず、実用計算では流れ解析の最高精度である直接数値シミュレーション (DNS) に対して、かなり空間解像度の劣る格子を用いて計算されることがほとんどである。したがって、このような場合に、低次精度差分近似を適用すると、差分近似が数値解の精度に大きく影響を及ぼすことが梶島らによって報告されている⁽⁷⁾。そこで本研究では、対流項以外の空間項に対しては 4 次精度中心差分法を適用した。さらに本解析法は、乱流モデルとして LES を組み込んでいる。とくに複雑な地表を解析する場合、渦粘性係数を地表で 0 にするために減衰関数が用いられるが、流れの剥離を伴う複雑な地表において摩擦速度を必要とする減衰関数を適用することには問題がある。そのため、本研究では減衰関数を必要としない Smagorinsky モ

デル⁽⁸⁾を採用した LES 乱流モデルを採用しているが、今回は出口境界条件の差異を正確に把握することを目的としているため、乱流モデルのルーチンを切った疑似直接解法として計算を行った。境界では、物体内部に鏡像の原理を適用した仮想点を設け、内点は全て同じスキームで計算を行った。また、(6) 式右辺の数値粘性項は準陰的に取り扱った。これにより、離散化された係数行列の安定性が増し、安定に解析することが可能となった。

3. 境界条件が解析精度に与える影響評価

3.1 二次元平板上流れ

まず、境界条件の妥当性を検証するために、二次元の平板上流れの計算を行った。出口圧力の境界条件を Table 1 に示すように 3 通りで計算を行った。表中、Extrapolation は、境界点を除く境界内側の 2 点から一次の外挿によって境界条件を定める方法を意味している。このとき、他の境界では法線方向勾配を 0 とした。

Table 1 Conservation of flow rate

Pressure condition	Inlet	Outlet	rate(%)
$\partial p / \partial x = 0$	2.499	2.824	13.0
Extrapolation	2.499	2.575	3.04
$p = 0$	2.499	2.498	0.03

また、流速の境界条件は、流入は、 $1/n$ 乗則に従った x 方向のみの速度を与え、上部境界で法線方向勾配を 0、壁面で滑り無し、流出境界で、(9) 式で示す対流流出条件を適用した。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u_m \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad \therefore \frac{\partial u}{\partial x} = \xi_x \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial u}{\partial \eta} \quad (9)$$

上式において、 u_m は流出境界の断面平均 x 方向速度である。計算領域は x 方向に 8、 y 方向に 3 とし、格子数は 81×41 とした。レイノルズ数は 1000 とし、無次元時間 50 まで計算を行い、時間 20 から 50 までの平均した結果を示す。

Table 1 には、各種境界条件による流入、流出境界での無次元流量とその相対誤差を示している。表から、圧力の境界条件に対して、全境界で法線方向勾配を 0 としたものは、他の境界条件の結果に比べ流量の相対誤差が大きい結果を示している。また、下流圧力を固定したものが、最も流量の相対誤差が小さいことを示している。これは、圧力のポアソン方程式の右辺湧き出し項が連続の式によって構成されているため、境界の値が固定された場合の方が境界値問題として適合した解が得られたものと考えられるが、下流圧力を同一の値で固定することは一様流で流出する場合は問題ないが、圧力損失がないと見なすために、複雑な流動様式で流出する場合には適切でないと考えられる。また、下流境界で逆流を生じると、多くの場合、計算が発散に至ることが知られている⁽⁹⁾。これは、(9) 式で示される流出境界で保存則を満足させる対流流出条件においても生じる。対流流出条件では質量保存を満足させるために、対流速度 u_m を断面平均速度で与えることが多い。この条件は波動方程式で表されているため、この条件の物理的な意味は局所的な変動量が断面の流量を保存したまま流出させる、ということを表している。したがって、流出境界で質量保存が高精度に満足されることが期待される。

しかしながら、出口境界付近に障害物が存在し、それによって大規模な逆流が生じる場合、断面平均速度が流入境界速度と大きな差異を持つ状態が発生し、その速度場で圧力が計算されれば境界での圧力分布は速度場に従ったものにならない。しかし、出口境界圧力を固定したり勾配 0 の条件を与えてしまうと、境界での質量保存を無視した圧力分布が形成され、それが運動方程式にフィードバックされ速度場をさらに質量保存から遠ざけた結果を生み、その悪循環の繰り返しから発散に至るものと考えられる。そこで本研究では、宮内ら⁽¹⁰⁾の、下流境界で圧力と渦度を用いた輸送方程式により境界圧力を固定する方法を参考にし、以下に示す圧力の疑似輸送方程式を下流境界で与えることを提案する。

$$\frac{\partial p}{\partial t} + U_m \frac{\partial p}{\partial \xi} = 0 \quad \because U_m = u_m \xi_x + v_m \xi_y \quad (10)$$

上式において U_m , u_m , v_m はそれぞれ流出境界の ξ 方向の反変速度, x 方向速度, y 方向速度の断面平均値である。また, ξ_x , ξ_y は座標変換のメトリックである。圧力場を輸送方程式で解く考えは前述したように、逆流が発生した領域の流速から圧力場を計算し、それを境界条件に組み込んで圧力のポアソン方程式によって境界値問題が解かれ全領域に不適切な圧力の影響が及ぶことを避けるために、質量保存の満足度の良い内部領域の圧力を境界方向へ伝播させることで解消しようとするものである。ここで、輸送方向を座標軸方向ではなく格子線方向とした理由は、以下の考えによる。圧力のポアソン方程式は、境界値問題として解かれ、その物理量は調和関数の特徴を持つ。したがって、物理的に対流で決定されるわけではなく、圧力のポアソン方程式を反復法で解く際、修正量が格子線に沿って伝播することを考慮したものである。この例の場合は対流速度の方向と格子線が平行であるため、明らかな差が見られないように思われるが、後に示す境界近傍で格子線が曲率を持った場合には明らかな差を持ってくる。この条件を与えることで、圧力のポアソン方程式はその時間ステップで下流境界が固定された境界値問題となり、収束性と保存特性が上昇すると考えられかつ下流境界上の圧力が一定値となることもない。この条件を適用した結果、流量の相対誤差は 0.08 % であった。また、ポアソン方程式を反復法で解く際の繰り返し回数も、計算初期を除いてほとんど 1, 2 回であった。

3.2 境界近傍に丘陵突起領域が存在する場合

つぎに、局所風況解析を行う場合、必ずといって良いほど現れる、境界近傍に丘陵突起領域が存在する問題について考察を行う。ここでは簡単のため、流出境界近傍に正弦関数を用いた簡単な形状の山が存在する、流出境界近傍での格子に曲率を持たせた場合について調査を行った。計算領域、条件は平板の場合と同様であり、格子数は 78×41 とした。図 1 に計算格子を示す。

一般に流れ解析を行う場合、境界条件を与えやすくするために流入境界は格子線が直線になるような形状で領域をとられる。しかし、任意の地点での風況解析を行う場合、流入境界の格子線を直線とするためには、それぞれの境界を海上までのばした領域を確保する必要がある。このような領域を局所的に解析したい格子解像度で解析することは、今日の計算機能力を持ってしてもほとんど不可能である。したがって、

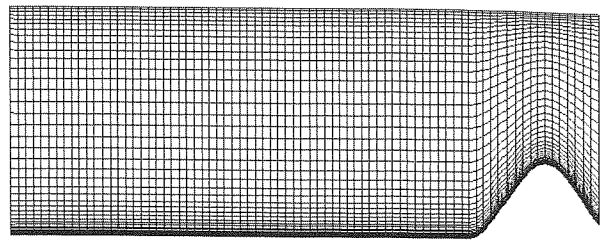


Fig. 1 Mesh around hill

図 1 計算格子図

地図上から解析を行う部分を切り出し、局所領域で解析を行うことになるが、この場合、境界で地形の凹凸が必ず現れることになる。このような領域で流れ解析を行う場合には、曲率を持った格子線が境界に接続している格子での、適切な境界条件を与えて解析する必要があると考えられる。そのため図 1 に示したような、流入と流出境界の面積が異なり、流出境界で格子線が座標軸と角度を持ち、さらに曲率を持っている場合を与えることとした。この問題の場合、(10) 式で示された条件の影響が大きく現れると考えられる。Table 2 に、流出境界の各種圧力条件による流入流出境界での無次元流量とそれらの相対誤差を示す。

Table 2 Convection of flow rate

Pressure condition	Inlet	Outlet	rate(%)
$\partial p / \partial \xi = 0$	2.499	2.824	13.0
Extrapolation	2.499	2.575	3.04
$p = 0$	2.499	2.498	0.03
Eq. (10)	2.499	2.507	0.32

表から、平板の場合と同様に下流圧力を固定した場合が流量の相対誤差が少なく、保存特性が最も良いことが分かる。また、同じく (10) 式の疑似輸送条件による結果も流量の相対誤差小さいことが分かる。Table 1 と比較して、格子形状の差があるにもかかわらず、格子線方向に勾配 0 とおいた条件ではともに流出流量が 2.824、下流圧力固定の場合が 2.498 となっており、これは計算空間と物理空間の変換過程で保存則の欠損が生じないことを示している。流速の対流流出条件と同様に、 x 方向に輸送される条件でも計算を行ったが、計算不能であった。これは、反復計算の情報伝播を無視したため、整合性がとれなかったためであると考えられる。さらに、格子線方向に勾配 0 とした場合、保存特性が劣化するだけではなく、反復回数が非常に増加し計算時間も長くなった。図 2, 3 に、下流圧力を固定した場合と疑似輸送条件での等圧線図を示す。

図より、下流圧力を固定した結果は境界付近で等圧線に歪みが見られるが、疑似輸送条件による結果では、そのような歪みが全く見られず、安定した解析結果が得られていることが分かる。また、格子線方向に輸送条件を与えているため、1 ステップ前の境界内側の圧力が境界に輸送され、その結果、境界面で圧力が同じ値に固定されていないことが分かる。これらの結果より、本研究で提案した圧力境界条件が保存特性に優れかつ自然な圧力分布を得ることができ計算も高速であることが判明した。

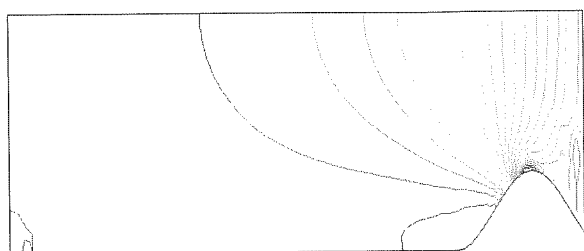


Fig. 2 Pressure contour for fixed pressure

図2 等圧線（圧力固定）

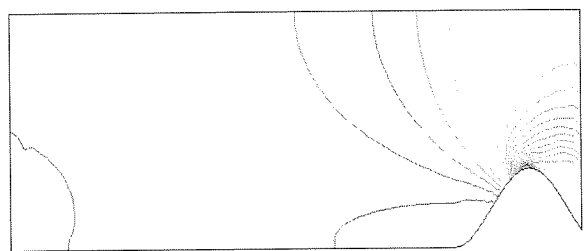


Fig. 3 Pressure contour by transport equation

図3 等圧線（輸送方程式）

3.3 下流領域に十分長さが取られていない場合

この境界条件を、計算条件は前述の例と同様とし、下流境界が一定面積であるが十分な長さ取られていない場合について適用し、圧力分布について検討を行った。図4にその計算格子を示す。この場合は、中央部分に丘陵を設けて左側より流入をさせた解析を行った。

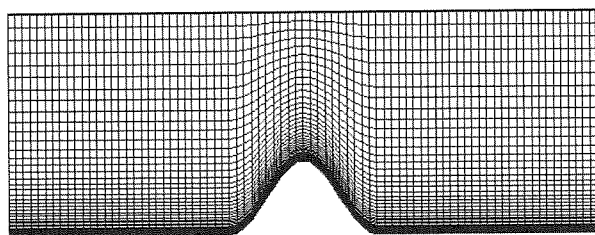


Fig. 4 Mesh around hill

図4 計算格子図

図5に、無次元時刻50での下流圧力固定の場合の等圧線図を示す。流れは中央部におかれた丘陵部背後で大きな剥離を生じ、十分な距離がないためすぐに出口境界に達する。しかし、出口境界では圧力が固定されているため、剥離渦の圧力分布が境界近傍で急激変化をしていることが分かる。

図6には、本論文で提案した圧力境界条件を適用した結果を示す。

図より、剥離渦の圧力分布に乱れが無く、出口境界に分布を持って流出していることが分かる。図5の結果と比較すると、圧力を固定した場合には下流境界下壁側および境界中央近傍に新たな渦が発生していることが分かる。これは、下流圧力を固定したために圧力場が硬直し、下流境界が壁面のような

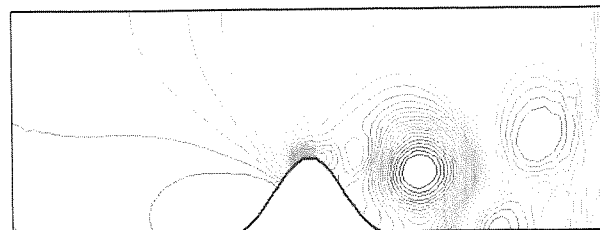


Fig. 5 Pressure contour for fixed pressure

図5 等圧線（圧力固定）

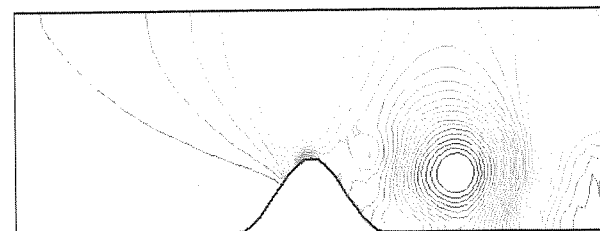


Fig. 6 Pressure contour by transport equation

図6 等圧線（輸送方程式）

効果を生じ剥離渦との干渉で新たな渦を発生させたものと考えられる。この問題の場合の時間平均した流量保存性は、流出部近傍に丘陵突起部があるTable2に示した結果とほぼ同等の結果であった。この図より、突起部が境界近傍にない場合においても、従来の圧力境界条件を適用した場合、不自然な渦を発生させる危険性を示唆している。

4. 風況解析への適用例

4.1 解析領域および方法

つぎに、この計算法を用いて、兵庫県姫路市地区について風況解析を行った。図7に数値地図を示す。この地区は南部が海で北部に山岳部（図の濃淡の薄い部分）が存在し、領域の大部分（図の濃淡の濃い部分）が平野で形成されている地区である。

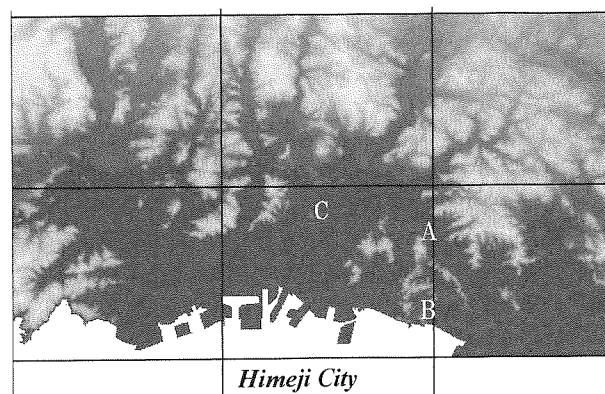


Fig. 7 Himeji segment in Numerical Map

図7 数値地図での姫路区画

計算領域は、図中、6区画中の中央下部の区画で示された国土地理院の数値地図 50m メッシュにおける 10km 四方の一区画とし、平面方向に等間隔格子、地面から垂直方向に不等間隔格子を用いた、格子数は $100 \times 100 \times 41$ である。この区画は領域の大部分が平野部で突起地形が見られないが、北西および東部境界近傍に山岳部分が存在し、西、北西、南東方面からの流入条件の場合に出口境界近傍に凸部が存在することとなり計算が発散する典型的な地区である。前述したように、全体が山岳地帯であっても、流入、流出境界の面積比に大きな違いが無くかつ大きな剥離を伴わない場合には解析は可能である。この地区の計算では北風の場合、流出境界が海岸線となるため障害物が無く、従来の境界条件を適用しても安定な計算ができる。しかし、この例のように、ほとんど平野部で形成されている、境界部分で大きな剥離を伴う障害物が一部にでも存在すると、従来 CFD で多用されてきた境界条件では発散にいたってしまう。そのため、この地区を検証として選択した。姫路観測所での冬期の風配図を図 8 に示す。

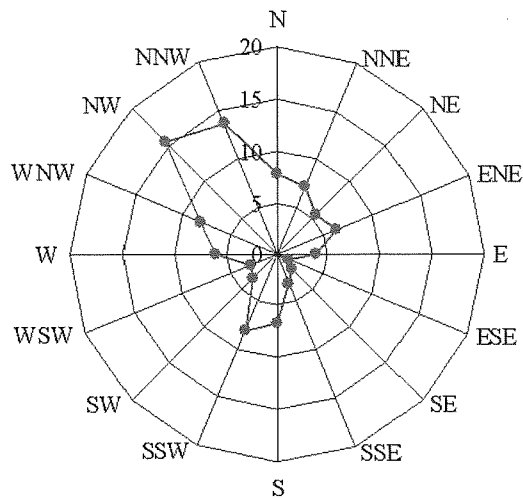


Fig. 8 Windrose in Himeji city

図 8 姫路地区の風配図

この時期には北西の風が卓越しており、前述したように流出境界に突起部を有する領域となり、出口境界で剥離を伴う流れとなる。

4.2 解析結果および考察

この地区を、冬期の北西の流入風 8m/s の条件で解析した結果を図 9 に示す。図は、地表より約 35m 上空での速度ベクトルを示している。この領域では、圧力境界条件がノイマン型の場合、右側の境界 A, B 部分での山岳部後流境界で逆流を生じ、計算を進めていくと発散に至った結果であったが、本研究で提案した圧力境界条件を適用した解析では安定な結果が得られた。流量の保存特性においても流入流量の 2% 以内に保存され、安定な計算が実施された。

5. 結 言

風力発電のための局所風況シミュレーションモデルを構築し、複雑な地形において、圧力の疑似輸送方程式を下流境界で

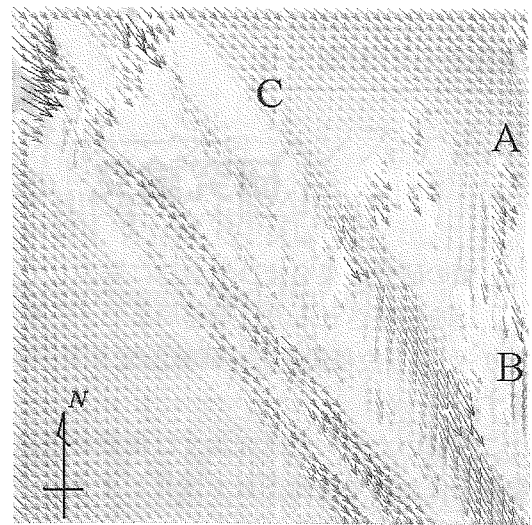


Fig. 9 Velocity vectors in Himeji city

図 9 姫路地区の速度分布

与える方法を提案した。二次元解析で質量保存の検証を行い、本研究で提案した方法が、質量保存、計算時間で良好であることを示した。また、本方法を姫路地区の局所風況シミュレーションに適用し、境界付近に凸部を有する地形においても、安定に計算できることを示した。これにより、複雑な地形での局所風況解析の予測精度が向上したと考えられる。

今回の検討では流出部の境界条件のみを検討したが、流入部で凹凸が存在する場合には不適切な計算結果を示す場合も見られる。今後、このような場合の効果的な流入境界条件等についての研究が望まれる。

参考文献

- (1) 今村博, 風況予測の最前線, ターボ機械, 29-9(2001), 533-539
- (2) 石原孟, 非線形風況予測モデル MASCOT の開発とその実用化, ながれ, 22(2003), 387-396
- (3) T. Uchida, Y. Ohya, Large-eddy simulation of turbulent airflow over complex terrain, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 91 (2003) 219-229.
- (4) 村上周三ほか 3 名, 局所風況予測システム LAWPS の開発と検証, ながれ, 22(2003), 375-386
- (5) Kim, J. Moin, P., Application of a Fractional-Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations, J. Comput. Phys., 59(1985), 308-323
- (6) 本田逸郎ほか 3 名, 屈曲する平板周り流れの数値的研究, 機械学会論文集, 72-713B(2006), 40-45
- (7) 梶島岳夫ほか 3 名, コロケート格子による非圧縮流れの高次差分解析, 機械学会論文集, 63-614B(1997), 3247-3254
- (8) 小林宏充, コヒーレント構造を基にした SGS モデル, 第 18 回数値流体力学シンポジウム CD-ROM(2004), A8-1
- (9) 加藤千幸, LES に関する四方山話, ターボ機械, 32-5(2004), 267-273
- (10) 宮内敏雄ほか 2 名, DNS のための流入・流出境界条件, 機械学会論文集, 60-571B(1994), 813-821