

山岳地形の影響を受ける気流の数値解析

岩倉 大輔*, 小川 淑方**

Numerical Analysis of Atmospheric Current by Affected
Geographical Features around Mountains

Daisuke Iwakura*, Yoshinori Ogawa**

Numerical simulation was carried out atmospheric current about mountains, in the case of the Mt. Fuji, the Model Mountain and the Inami region. Velocity and pressure field in three dimensional regions were obtained by MAC method. Boussinesq approximation was used. Fluctuation of density was obtained by using advection equation. Mountain wave about the Mt. Fuji was obtained. From the result of air flow about the Model Mountain of 1000m height, wave length of mountain wave is proportional to Froude Number. Blow down form top of the Mountain arrived at the ground.

1. はじめに

地上付近の気流は山岳地形の影響を大きく受け、気象条件によっては、局地的な強風が生じることがある。これは局地風と呼ばれ、山岳波やジェット効果流などによって構成される。これらの現象にはフルード数と呼ばれる無次元量が関連しており、フルード数が大きいほど山岳波が発生しやすい。

本研究では、高さ方向に密度分布を与え、重力を考慮して山岳波の発生をシミュレーションした。

本シミュレーションには、国土地理院の地形データ⁽¹⁾をもちいた実地形（富士山周辺と井波地方）と、真平らな平地の上においた円錐形のモデル孤立峰を用いた。富士山周辺のシミュレーションでは、フルード数と山岳波の発生形態の関係を調べ、富士山後方の地上付近に強い風が吹くことが得られた。モデル孤立峰周辺のシミュレーションでは、フルード数と山岳波の波長が比例すること、および山頂からの降ろし風が地上付近に達することが得られた。また、井波地方特有に強く吹く局地風である、井波風の発生をシミュレーションした。

2. 基礎方程式

流体は非圧縮で、密度は基本場から大きく外れないものとした。流れ場の支配方程式は連続の式、3次

元非圧縮Navier-Stokes方程式を用いた。また、重力項の密度変化を考慮する、Boussinesq近似を用いる。

2.1 支配方程式

連続の式は、

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0, \quad (i=1, 2, 3) \quad (1)$$

である。Navier-Stokes方程式は

$$\rho \left(\frac{\partial v_j}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 v_j}{\partial x_i \partial x_i} - \rho g e_3 \quad (2)$$

である。ただし、流体に作用するコリオリの力は考慮していない。

$j=1, 2, 3$ はそれぞれ x, y, z 軸方向の成分に対応する。 x_3 軸(z 軸)は鉛直上向きを正とする。また e_3 は x_3 軸(z 軸)方向の単位ベクトルである。 v_j は速度成分、 p は空気の圧力、 ρ は密度、 μ は粘度、 g は重力加速度である。

2.2 密度の変動

密度 ρ の空間と時間分布 $\rho = \rho(x_j, t)$ は、流

*専攻科 **機械工学科

体が静止しているときの基準密度の高度分布 $\rho_B = \rho_B(x_3)$ と, 密度変動量 $\rho' = \rho'(x_j, t)$ に分解する. 同様に, 圧力の空間と時間分布 $p = p(x_j, t)$ も, 流体が静止しているときの基準圧力の高度分布 $p_B = p_B(x_3)$ と圧力変動量 $p' = p'(x_j, t)$ に分解する.

$$\rho = \rho_B + \rho', \quad p = p_B + p' \quad (3)$$

これらを Navier-Stokes 方程式 (2) へ代入して, 静止

状態では $-\frac{\partial p_B}{\partial x_3} = \rho_B g$ が成り立つこと, および,

$\rho_B > \rho'$ を考慮すると, Navier-Stokes 方程式は次となる.

$$\frac{\partial v_j}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho_B} \frac{\partial p'}{\partial x_j} + \frac{\mu}{\rho_B} \frac{\partial^2 v_j}{\partial x_i \partial x_i} - \frac{\rho'}{\rho_B} g e_3 \quad (4)$$

密度の移流方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0 \quad (5)$$

を仮定する. 密度変動 ρ' は移流方程式 (5) より次となる.

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + v_i \frac{\partial \rho'}{\partial x_i} + v_3 \frac{\partial \rho_B}{\partial x_3} e_3 = 0 \quad (6)$$

2.3 無次元パラメータと無次元の支配方程式

代表長さ L と代表速度 U を用いて, 空間座標, 速度, 時間, 圧力変動, 密度変動を無次元化する.

$$x_j = L \tilde{x}_j, \quad v_j = U \tilde{v}_j, \quad t = \frac{L}{U} \tilde{t},$$

$$p' = \rho_B U^2 \tilde{p}', \quad \rho' = \left(-\frac{\partial \rho_B}{\partial x_3} \right) L \tilde{\rho}' \quad (7)$$

これを式 (4) へ代入して, 無次元 Navier-Stokes 方程式は次となる.

$$\frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial \tilde{t}} + \tilde{v}_i \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial \tilde{x}_i} = -\frac{\partial \tilde{p}'}{\partial \tilde{x}_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \tilde{v}_j}{\partial \tilde{x}_i \partial \tilde{x}_i} - \frac{1}{Fr^2} \tilde{\rho}' e_3 - \frac{L}{\rho_B} \frac{\partial \rho_B}{\partial x_3} \tilde{\rho}' e_3 \quad (8)$$

ここで, Re はレイノルズ数, Fr はフルード数である.

$$Re = \frac{UL}{\nu_m}, \quad Fr^2 = \frac{\rho_B U^2}{\left(-\frac{\partial \rho_B}{\partial x_3} \right) L^2 g} \quad (9)$$

ここで, ν_m は大気の渦動粘性係数である. 次に, 密度変動の無次元移流方程式は次となる.

$$\frac{\partial \tilde{\rho}'}{\partial \tilde{t}} + \tilde{v}_i \frac{\partial \tilde{\rho}'}{\partial \tilde{x}_i} = v_3 \left(1 - L \frac{\partial^2 \rho_B / \partial x_3^2}{\partial \rho_B / \partial x_3} \right) e_3 \quad (10)$$

以降では, 無次元変数につけてある \sim 記号は省略をする.

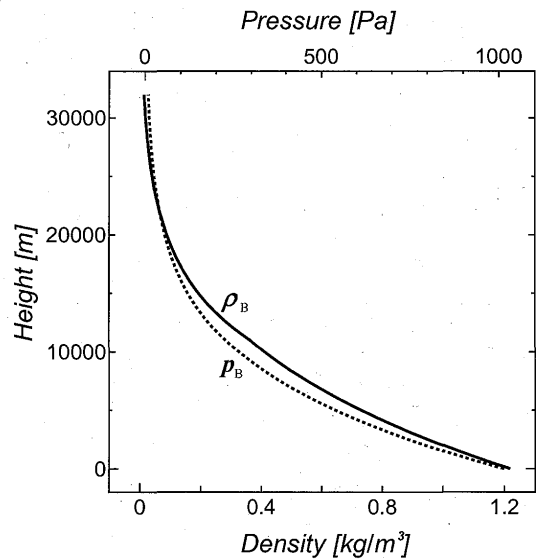


図1. 基準圧力 p_B および基準密度 ρ_B の高度変化⁽⁴⁾

基準圧力 $p_B(x_3)$ の高度変化は図1に示す値⁽⁴⁾を用いる. 基準密度 $\rho_B(x_3)$ は理想気体の状態方程式より求めた.

また, 大気の渦動粘性係数 ν_m は高度10kmくらいま

ではほぼ一定値であり、本数値計算では $\nu_m = 11\text{m}^2/\text{s}$ とした。乱流モデルは用いていない。

3. 数値計算

数値計算は3次元空間領域でスタaggered格子を用いて、MAC法を基本として、移流項の計算にはCIP法を用いた。

図2.に示すような計算領域で数値計算を行った。 x_1 軸方向に流入と流出があり、 x_2 軸に垂直な境界面は対称条件とし、領域の上面は遠方境界とし、領域の下面に国土地理院の地形データ⁽¹⁾を貼り付けて、地面の部分や山岳の部分の格子セルは物体セルに設定した。また、大気の部分の格子セルは流体セルに設定した。数値計算では、速度、圧力変動や密度変動は流体セル、物体セルに関係なく計算をしてから、あとで、物体セルの補正を行った。

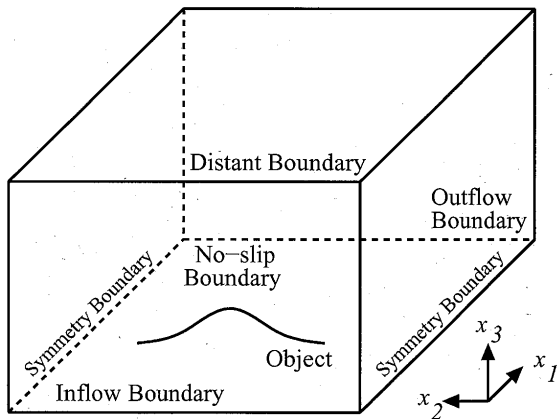


図2. 計算領域と境界条件

数値計算は、次の3通りの地形について行った。

- (1) 富士山周辺の地形
- (2) 富士山を模擬した円錐形の孤立峰を含む地形
- (3) 富山県の砺波平野の山麓にある井波付近の地形

特に(3)は、井波風といわれるフェーン現象による乾燥した南風が強く吹く、いわゆる局地風⁽²⁾で知られている。

表1.に計算領域の実際の長さを示す。表2.に計算領域の格子数を示す。表3.に代表長さを示す。

表1. 計算領域の実際の長さ

	x 方向 (km)	y 方向 (km)	z 方向 (km)
富士山	45	22.5	12
孤立峰	15	7.5	5
井波付近	65	30	10

表2. 計算格子数

	x 方向	y 方向	z 方向
富士山	200	225	100
孤立峰	100	50	50
井波付近	250	100	100

表3.代表長さ

	代表長さ(m)
富士山	3500
孤立峰	1000
井波付近	2000

4. 計算結果

4.1 富士山周辺の山岳波

富士山の西側(手前側)から東側(向こう側)へ気流が流入するとした。図3.に計算領域における地形の鳥瞰図を示す。西側の中央付近に富士山があり、南東のほうに箱根外輪山の一部が見える。

(1)フルード数が小さい(0.088)の場合の計算結果

大気は図4. (a)の左側(西側)から流入して、右側(東側)へ流出しているとした。速度場は、富士山の東側に流速の遅い部分が広がっている。山岳波は発生しない。領域の東側の標高1000mくらいの上空で風速が大きい。圧力変動場(図4. (b))は、富士山の西側で気圧が上昇して、東側で気圧が低くなっている。大気は富士山にぶつかっていると考えられる。密度の変動(図4. (c))はほとんどみられない。

(2)フルード数が中間の大きさ(0.30)の場合の計算結果

図5. (a)速度場より, 富士山頂を越える山岳波がある. 富士山の西側では山肌に沿う上昇気流があり, 山頂を越えるとき風が強くなり, 富士山の東側では低速の振動流がある. 富士山の上空6000m付近には筋状の強い流れがある. 圧力変動(b)は富士山の西側で大きく, 密度変動(c)も西側で大きい.

(3)フルード数が大きい(2.0)場合の計算結果

図6. (a)の速度場では, 気流は富士山頂ではく離して流れ, ずっと下流の東側で地上付近から高度2000m以上までの範囲で, かなりの強風が吹いていると考えられる.

(c)の密度変動場では, 山頂付近から下流に向けて密度変動が増加している領域がある.

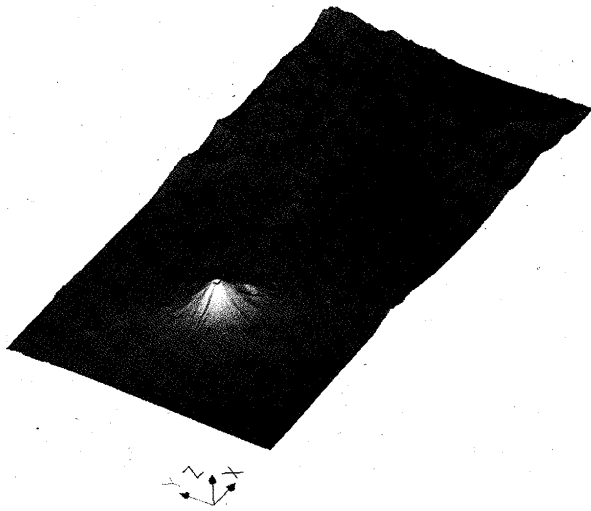
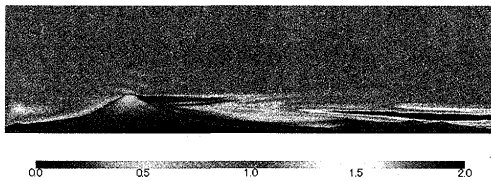
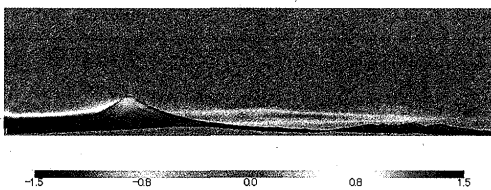


図3. 富士山周辺の計算領域における地形

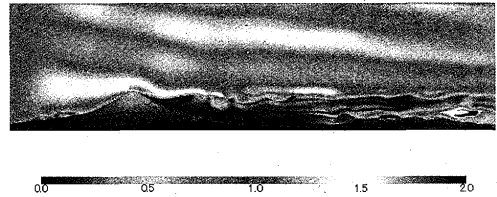


(a)速度場

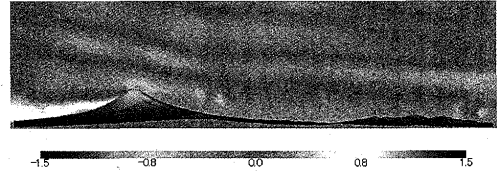


(b)圧力変動場

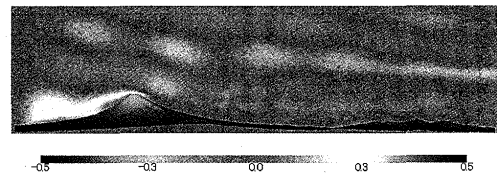
図4. 富士山, フルード数が小さい(0.088)場合



(a)速度場



(b)圧力変動場

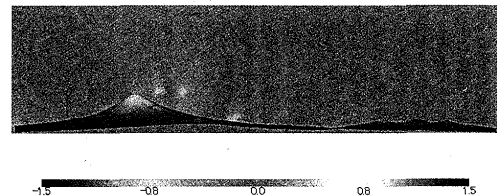


(c)密度変動場

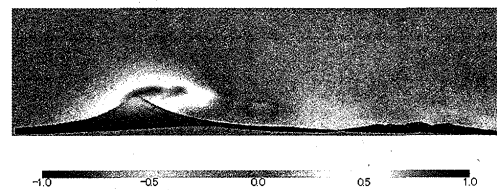
図5. 富士山, フルード数が中間の大きさ(0.30)の場合



(a)速度場



(b)圧力変動場



(c)密度変動場

図6. 富士山, フルード数が大きい(2.0)場合

4.2 モデル孤立峰周辺の山岳波

図7. に示すモデル孤立峰の地形を用いて、フルード数と山岳波の波長および降ろし風の高さの関係を調べた

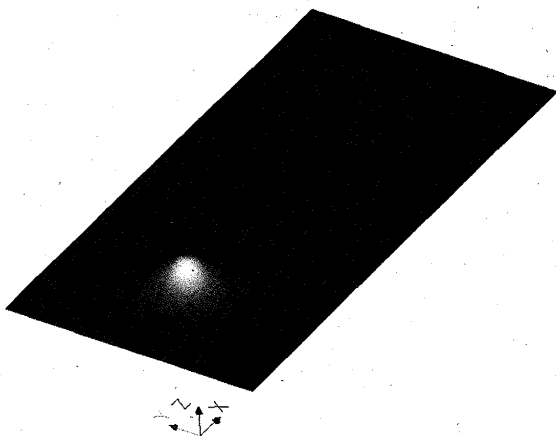


図7. モデル孤立峰の地形

図8. にモデル孤立峰の地形における気流の流線を示す。流れは図の左側から流入して、右側に流出している。1000タイムステップのときの結果を示す。

フルード数が大きくなるにつれて、流線の波長および振幅が大きくなる事が分かる。また、気流が下降

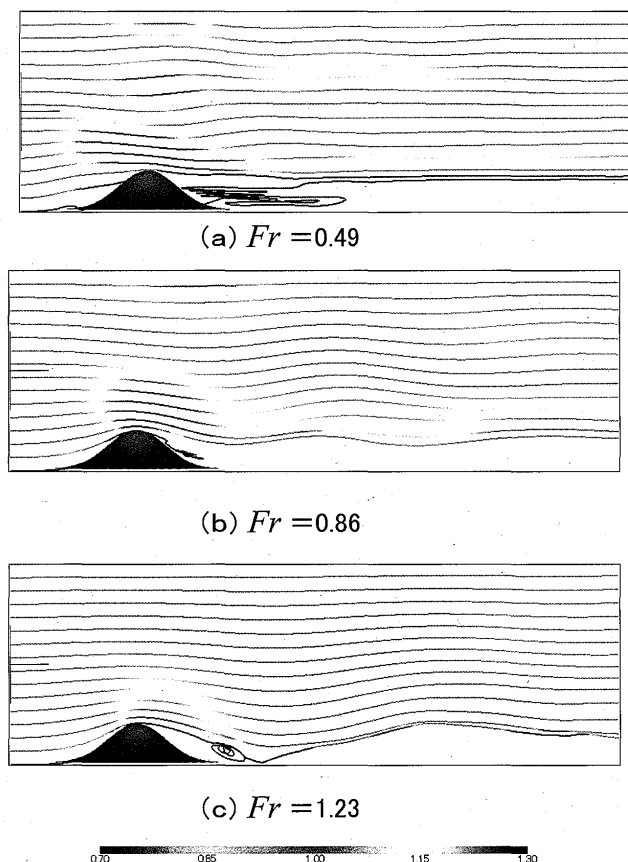


図8. モデル孤立峰の地形における流線

している部分は流速が大きく、上昇している部分は流速が小さいことが分かる。

モデル孤立峰の地形における山岳波の波長は上空および下流へ行くにつれ長くなる。波長を決定しやすくするため、図9. に示すように、山を越えたあとの流線を下から3本選び、初めの極小から次の極小までの距離をそのフルード数における山岳波の波長とした。

フルード数0.25から1.35の計算結果より、タイムステップ9200, 9600および10000における流線から、それぞれ波長を求めて、それらの平均値をそのフルード数における波長とした。フルード数と波長の関係を図10. に示す。フルード数の定義はプラント・バイサラ振動数を N とするとき、

$$Fr = \frac{U}{NL} \tag{11}$$

ただし、 N は次式となる⁽³⁾。

$$N = \left(\frac{g \frac{\partial \rho_B}{\partial x_3}}{\rho_B} \right)^{0.5} \tag{12}$$

そこで、波長 λ を次式で定義して、

$$\lambda = \frac{2\pi U}{N} \tag{13}$$

を用いると、フルード数と波長は比例する。これを、図10. の中に実線で示す。モデル孤立峰の後の流れにおける数値計算結果は、この比例関係とよく一致する。

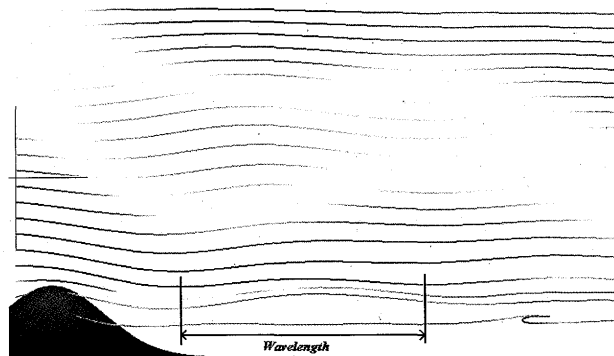


図9. モデル孤立峰の山岳波の波長の定義

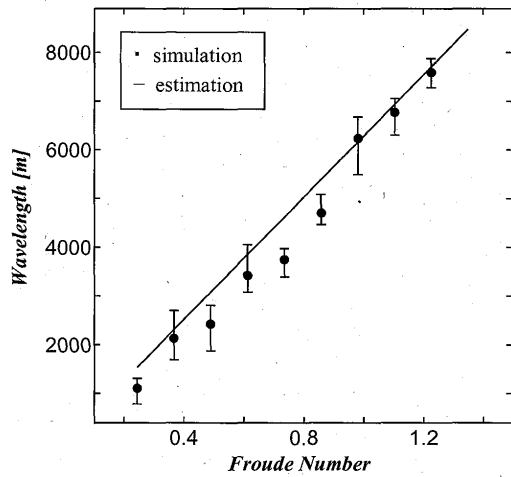


図10. モデル孤立峰の山岳波の波長とフルード数の関係

山岳波が発生すると、山から山のふもとに向かって気が吹き降ろす。これを降ろし風という。図11. に示すように、この降ろし風の気流の流速が流入流速と等しくなる線

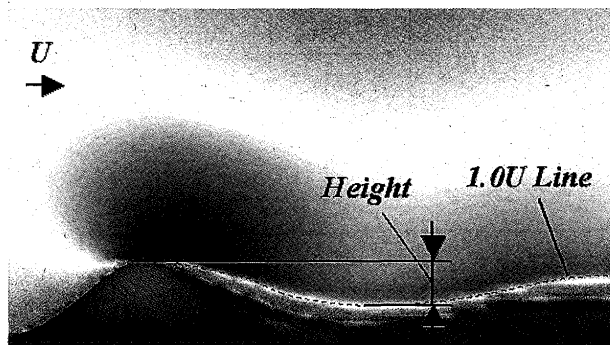


図11. 降ろし風の高さの定義

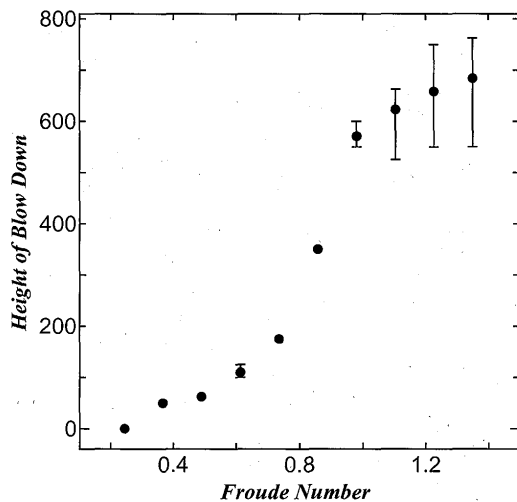


図12. モデル孤立峰のフルード数と降ろし風の高さの関係

を定め、この極小値となる高さや山頂までの高さの差を降ろし風の高さと定義した。モデル孤立峰の高さは1000mである。

各フルード数における計算結果の9000から10000タイムステップの間で複数回降ろし風の高さを求め、これらを算術平均したものを、図12. に示す。フルード数が増大するにつれて降ろし風の高さが急激に増大する。

降ろし風の高が増大すると、麓の地上部付近で強い風が吹きやすくなる。これから、気象条件が時間的に変化し、フルード数が変化した場合、平野部ではある時刻から急に強風が吹き始めたり、また、すぐに風が弱くなったりが繰り返されると予想できる。

フルード数がある程度大きくなるにつれて、吹き降ろし高さの増加が緩やかになる。このときから山岳波が乱れ始め、ばらつきが出る。また、山岳波が地上付近まで及んでいることから、乱れと地面の影響が吹き降ろし高さの増加量減少の原因と考えられる。

4.3 井波風のシミュレーション

井波風とは、「日本海に低気圧がはいて、南の気流が中部山岳地帯を越して日本海側に吹き降りるときこのフェーン現象によって、乾燥した暖かい風がよく吹く。これを井波風とも呼び、山麓の井波の町付近で特に強い。」⁽²⁾といわれている。この井波風といわれる局地風の発生をシミュレーションした。図13. に井波地方とその南側の山岳地帯の地形図を示す。

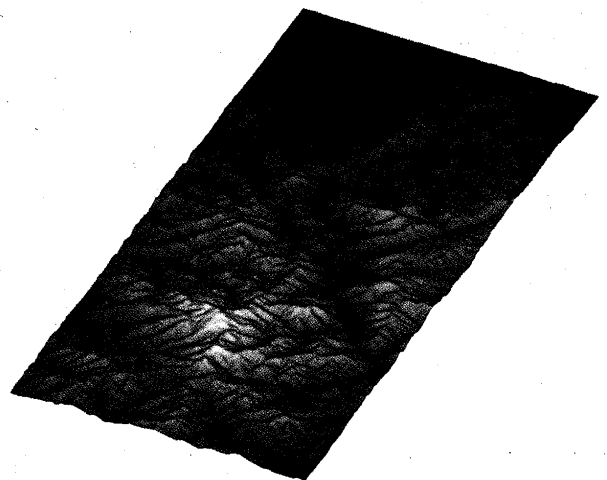


図13. 井波地方の地形

計算の結果、富士山のような孤立的な地形ではみられない現象がみられた。図14. に示すように、複数の山が連続して並んでいる地形では気流が山を越える毎に強められている。図15. は地上付近の速度ベクトル図である。地上付近の気流が地形に大きく影響され、谷沿いに流れ、また、山越え気流が見られる。図16. は、井波町周辺の速度場である。小さな山岳波が地上付近に発生している。

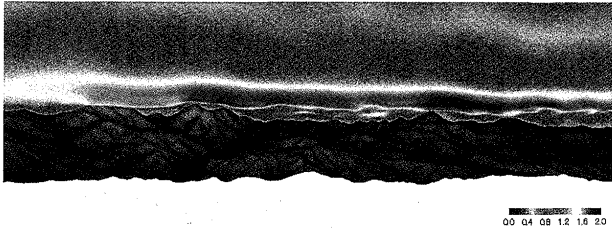


図14.連続する山での気流(速度場)

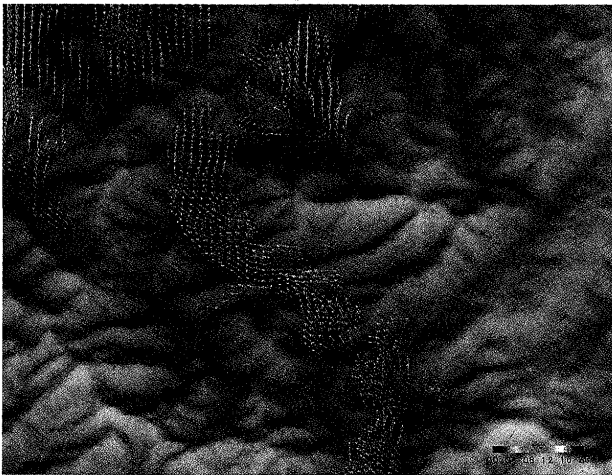


図15. 連続する山での気流(速度ベクトル分布)

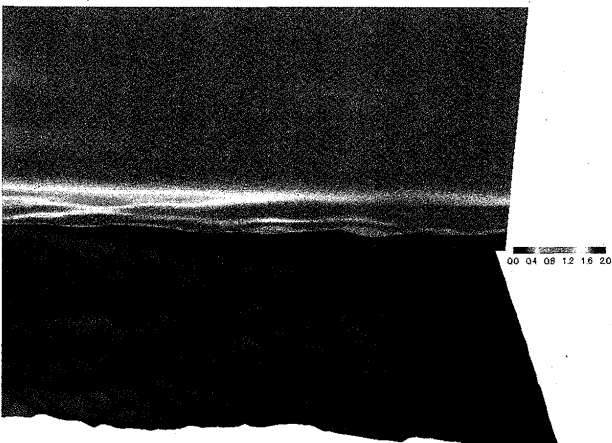


図16. 井波地方の風(速度場)

5. 結言

高さ方向の密度分布と重力項の密度変化を考慮して、富士山周辺の地形、モデル孤立峰、および井波町周辺の地形を用いてシミュレーションを行った結果、

- (1) 山岳波の発生をシミュレーションできた。
- (2) フルード数が大きいほど気流は山を乗り越えやすい。
- (3) フルード数が大きいほど山岳波が発生しやすい。
- (4) 山岳波が発生すると、山頂の風下側で流速が増加する。
- (5) フルード数が大きいほど山岳波の波長が長くなる。
- (6) フルード数が大きいほど山岳波が平野部へ到達しやすくなる。

6. 引用文献

- (1) 国土地理院, 数値地図25000, 2002年
- (2) 吉野正敏, 風の世界, 財団法人東京大学出版会, 1989年.
- (3) 九州大学大学院総合理工学府大気海洋環境システム学専攻編, 地球環境を学ぶための流体力学, 成山堂書店, 2001年, p. 204.
- (4) 二宮洗三, 気象がわかる数と式, オーム社出版局, 2003年, p. 122.

(2006. 11. 24 受理)