

# 流域スケールの風の場の計算法に関する研究

山田 正\*・日比野忠史\*\*・中津川 誠\*\*\*

エクマン境界層を考慮した流域地形の効果を受ける風の場の計算モデルを提案した。ここで扱っている風の場は、内部フルード数が臨界値を越える射流の場合である。モデルの妥当性は、Potential flow モデル、Kao モデル及び MASCON モデルによる計算結果の比較で行っている。さらに本モデルを2つの実流域に適用し、地形効果の検討及びドップラーレーダによる観測値との比較を行っている。これらの結果、本論文で提案するモデルは、コリオリ効果、粘性効果及び地形効果を適切に表現していることがわかった。

**Key Words :** Meso- $\beta$  scale, Coriolis effect, Ekman layer, Kao model, MASCON model

## 1. はじめに

日本において日降雨量が100 mm を越える集中豪雨がしばしば観測されている。台風のように強風をともなう場合には局地的に降雨は集中することが観測されている<sup>1),7),8)</sup>。その原因としては地形により集中された強制上昇風の存在が指摘されている<sup>1),7)</sup>。一般に地形性の降雨では降雨量が地形の標高にしたがって増加する傾向が著者らの観測を含め、従来より多く報告されている<sup>3),14)</sup>。本研究の目的は流域スケールにおいて強風に伴う地形による強制上昇風を定量的に推測するための風のモデルを提案することであり、上昇流に伴って放出される水蒸気からの潜熱による空気塊の温度上昇に伴う浮力の発生一対流運動の助長を含むいわゆる対流性の気流運動を論じるのではない。対流性の気流運動を考慮しない場合の流域スケールの風の場を計算するモデルには内部フルード数が十分大きい場合の非常に強い風の場に対して適用され、著者らによって提案されているポテンシャル流れ(以後 Potential flow と記す)モデル<sup>14)-16)</sup>、接地境界層の大気構造を考慮した Kao モデル<sup>9)</sup>、実測データから風の場を逆推定する MASCON モデル<sup>10)</sup>等がある。本論文においてはこれらのモデルと著者らがここで新しく提案するモデルを用いて算出した風の場を比較し、各種モデルの適用性を検討する。著者らの新たに提案するモデルは Potential flow モデルに粘性効果とコリオリ力の効果を考慮した Ekman-potential flow モデルである。これら4つのモデルは理論の前提条件によって特有の使用法がある。本論文で対象とする空間スケールは100 km<sup>2</sup>×100 km<sup>2</sup>以下の流域スケールである。このスケールにお

いて同心円状の孤立峰によって引き起こされる風の場が比較されている。さらに Ekman-potential flow モデルを実地形に適用して再現した風の場から風に対する地形の効果を検討するとともに、レーダによる観測データから推定した風向・風速と計算値とを比較し、メソ $\beta$ スケールでの風の場の特性について考察を行った。

## 2. 流域スケールでの風の場の特性

本論文で扱う空間スケールは日本国内の流域スケールであり、いわゆるメソ $\beta$ スケールとよばれているものである。メソ $\beta$ スケールは一般に水平スケールで20~200 km の流域スケールで定義されている<sup>4)</sup>。地表面上には接地境界層 ( $O(100\text{ m})$ )、エクマン層 ( $O(1\text{ km})$ )、及び対流圏(約10 km 以下)とそれより上層の大気層が存在している<sup>5)</sup>。接地境界層では圧力勾配や粘性力が、エクマン境界層では圧力勾配、コリオリ力及び粘性力が卓越している。対流圏の一般風に関してはコリオリ力が圧力勾配と同オーダーにあり、この層内では風の場は地衡風によって近似できる。メソ $\beta$ スケールの場においては、慣性力とコリオリ力の比であるロスビー数は $O(1)$ より大きく、このオーダーでは慣性力はコリオリ力に卓越しておりコリオリ力は無視できる。しかし、考えている計算領域の上流側境界面から入ってくる風は、十分に長距離を吹走してくる間に既にコリオリ力の影響を受けているため、風系は鉛直方向にねじれた分布としてしばしば観測されている<sup>20)</sup>。通常、大気では大なり小なり密度成層効果があり、山岳を越える場合には内部重力波あるいは Lee-wave が発生することが知られている<sup>11)</sup>が、本論文で対象とするのは内部波の位相速度より十分に大きい風速をもった地衡風が存在する場合であり、いわゆる内部フルード数が十分に大きい場合の流れを扱うものである。

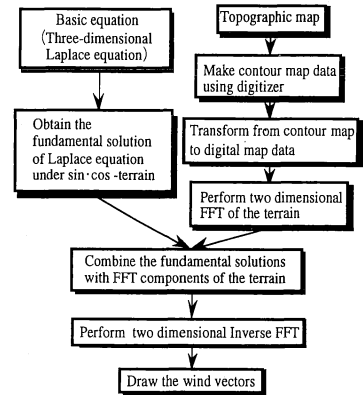
\* 正会員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科  
(〒112 東京都文京区春日1-13-27)

\*\* 正会員 広島大学助手 工学部第4類(建設系)

\*\*\* 正会員 北海道開発局開発土木研究所

**Table 1** Basic equations and solutions of the potential flow model

<p>Three-dimensional Laplace equation</p> $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0$ <p>Velocity potential, <math>p=q \neq 0</math></p> $\Phi = Ux + \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} \frac{\eta(x)}{N^2} \exp(i \cdot k \cdot x) \exp(i \cdot l \cdot y)$ <p>Topographic function, <math>p=q \neq 0</math></p> $\eta(x, y) = -h + \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} \frac{F(p, q)}{N^2} \exp(i \cdot k \cdot x) \exp(i \cdot l \cdot y)$ <p>Wave number</p> $k = \frac{-2\pi \cdot p}{N \Delta x} \quad l = \frac{2\pi \cdot q}{N \Delta y}$ <p>Boundary conditions</p> $(w)_{z=0} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right)_{z=0} = 0$ $(w)_{z=-h} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right)_{z=-h} = U \frac{\partial \eta}{\partial x}$	<p>Solutions of windspeed, <math>p=q \neq 0</math></p> $u(m, n) = U + U \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} F(p, q) \frac{k^2 \cosh(\beta z)}{\beta \sinh(\beta h)} \exp\left(\frac{2\pi i}{N}(mp+nq)\right) \quad (7)$ $v(m, n) = \frac{U}{N^2} \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} F(p, q) \frac{k l \cosh(\beta z)}{\beta \sinh(\beta h)} \exp\left(\frac{2\pi i}{N}(mp+nq)\right) \quad (8)$ $w(m, n) = -i \frac{U}{N^2} \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} F(p, q) \frac{k \sinh(\beta z)}{\sinh(\beta h)} \exp\left(\frac{2\pi i}{N}(mp+nq)\right) \quad (9)$ <p>where</p> <p><math>u, v, w</math>: Windspeed in <math>x, y</math> and <math>z</math> directions (m/sec)</p> <p><math>U</math>: Windspeed of main stream (m/sec)</p> <p><math>h</math>: Altitude of the averaged ground surface (m)</p> <p><math>\Phi, \phi(z)</math>: Velocity potential</p> <p><math>k, l</math>: Horizontal wave number (<math>\beta = \sqrt{k^2 + l^2}</math>)</p> <p><math>N</math>: Number of FFT terms</p> <p><math>F(p, q)</math>: FFT components of topography</p> <p><math>x = m \Delta x, y = n \Delta y</math></p>
--	---

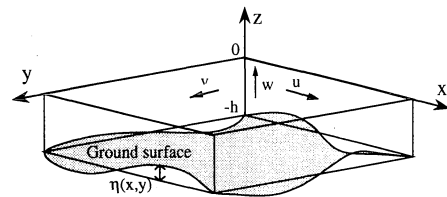


**Fig.1** Flow chart for calculation of the wind field (Ekman-potential flow モデルと Potential flow モデルに共通)

### 3. 山地流域での風の場を算出するモデル

#### (1) Potential flow モデル<sup>(4)~(16)</sup>

従来の研究では、山を越える大気の流れを計算する手法として Scorer 方程式が使われてきた。この方程式では大気の成層構造及び主流の速度勾配の影響が考慮されている。Scorer 方程式からこの2つの影響を除くと鉛直風速に関するラプラス方程式に変形される<sup>(9)</sup>。また著者らは内部フルード数が無限大のとき成層効果が無くなることを示している<sup>(11)</sup>。これらのことから著者らは、風の場を最も単純に表すモデルとして Potential flow モデルを提案している。このときの基礎方程式は **Table 1** に示すラプラス方程式である。**Fig.1** に著者らの提案している風の場の計算についてのフローチャートが示されている。地形の情報として正方形メッシュの標高データを用いる。この2次元離散データに対して2次元フーリエ変換を施し、地形データを波数成分に変換する。この波数成分を地形が  $\sin \times \cos$  の形状をしている場合の3次元ラプラス方程式の基本解に組み入れることによって風の場を計算する。この計算で用いた座標系は **Fig.2** に示されている。座標軸は水平方向に  $x$  (一般風の流下方向)、 $y$  軸、鉛直方向に  $z$  軸を取り、上限の高度を  $z=0$  面としている。本研究では水平スケールに比べて地形の起伏  $\eta$  が十分に小さい場合、すなわち地形を微小振幅波として扱う。このとき地表標高 ( $z=\eta-h$ ) での境界条件を流域平均標高面 ( $z=-h$ ) での境界条件と置き換えることができる。風速成分を ( $u, v, w$ ) として表すと、流体層の上端 ( $z=0$ ) 及び平均標高面 ( $z=-h$ ) での境界条件は式 (5), (6) のように表すことができる。 $U$  は対象とする流域に流入してくる主流で鉛直方向に一樣 ( $U=(U, 0, 0)$ ) として扱っている。 $\eta$  は山地地形を表し、その2次元フーリエ成分  $F(p, q)$  を用いて式 (3) で表される。 $k, l$  は  $x, y$  方向への波数、 $i = \sqrt{-1}$  である。また速度ポテンシャル  $\Phi(x, y, z)$  は主流  $U$  と地形による変形部分  $\phi(x, y, z)$  に分離して式 (2) のよ



**Fig.2** Definition of coordinate system for calculation (Potential flow モデルと Ekman-potential flow モデルに共通)

うにおく。流域の地形データはデジタル化し、2次元離散フーリエ成分  $F(p, q)$  を用いて表すと風の3成分は式 (7)~(9) のように求まる。

#### (2) Kao モデル<sup>(9)</sup>

Kao モデルでは接地境界層及びエクマン境界層からなる大気構造が設定されており、その上層で地衡風が吹くような風系が再現されるようになっている。基礎式は静水圧分布を仮定した2次元の Navier-Stokes 方程式と連続式である。境界条件は地表での風速は0、各層の境界で風速成分が連続に推移すること、接地境界層の上層で気流ベクトルの向きは気流のシアベクトルの向きに一致すること及び最上層で地衡風に一致することとしている。このときの基本式、境界条件及び解析解は **Table 2** に示されている。なお、接地境界層内の風速は安定度を考慮した log+linear 則で与えられている。このモデルは静水圧分布を仮定していることから通常 100 km 以上の水平スケールの場に対して適用されるべきものである。

#### (3) MASCON モデル<sup>(10), (17)</sup>

MASCON モデルは完全な解析的方法ではなく、流域内の数ヶ所で観測された風速値から任意座標上での内挿値を求める方法で、このとき内挿値に含まれる誤差を修正するため、連続式を満たすように設定された式 (21)

**Table 2** Basic equations and solutions of the Kao model

<p>Navier-Stokes equations</p> $u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = f(v-v_g) + K \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (10)$ $u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -f(u-u_g) + K \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (11)$ <p>Hydrostatic equation</p> $\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \quad (12)$ <p>Continuity equation</p> $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (13)$ <p>Boundary conditions</p> $(u)_{z=h(x,y)} = (v)_{z=h(x,y)} = (w)_{z=h(x,y)} = 0 \quad (14)$ $(u)_{z \rightarrow \infty} \rightarrow u_g, (v)_{z \rightarrow \infty} \rightarrow v_g \quad (15)$ $(u+iv)_{z=h(x,y)+h_s} = \alpha \frac{\partial}{\partial z} (u+iv) \quad (16)$	<p>Solutions of windspeed (<math>z &gt; h(x,y)+h_s</math>)</p> $u = G(1 + \sqrt{2} \exp[-\nu(z-h(x,y)-h_s)] \sin \alpha \cos[\alpha + 3/4\pi - \nu(z-h(x,y)-h_s)]) \quad (17)$ $v = \sqrt{2} G \exp[-\nu(z-h(x,y)-h_s)] \sin \alpha \sin[\alpha + 3/4\pi - \nu(z-h(x,y)-h_s)] \quad (18)$ $w = u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \quad (19)$ <p>where</p> $\nu = \sqrt{f/2K}, \alpha = \nu(z-h(x,y)-h_s) - 3/4\pi$ <p>u,v,w : Windspeed in x,y and z directions (m/sec)          K : Coefficient of eddy diffusivity (m<sup>2</sup>/sec)          f : Coriolis parameter (sec<sup>-1</sup>)          u<sub>g</sub>,v<sub>g</sub> : Geostrophic windspeed in x and y directions (m/sec)          G : Geostrophic wind vector (=u<sub>g</sub>+i·v<sub>g</sub>,m/sec)          P : Pressure (kg/m<sup>2</sup>·sec<sup>2</sup>)          ρ : Density of air (kg/m<sup>3</sup>)          g : Gravity acceleration (m/sec<sup>2</sup>)          h(x,y) : Altitude of the averaged ground surface (m)          h<sub>s</sub> : Thickness of a surface boundary layer (m)</p>
--	---

**Table 3** Basic equations and solutions of the MASCON model

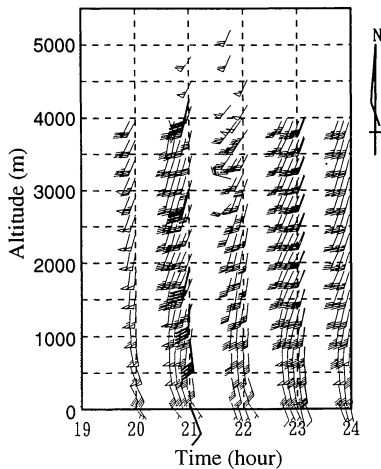
<p>Continuity equation</p> $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (20)$ <p>Functional satisfying continuity equation</p> $E = \int_V \left[ \alpha_1(u-u_0)^2 + \alpha_1(v-v_0)^2 + \alpha_2(w-w_0)^2 + \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] dV \quad (21)$ <p>Boundary conditions</p> $(w)_{z=h} = (u)_{z=h} \frac{\partial h}{\partial x} + (v)_{z=h} \frac{\partial h}{\partial y} \quad (22)$ $(u,v,w)_{k,x,y=0,x,y=L,z=H} = (u_0,v_0,w_0) \quad (23)$ <p>Euler-Lagrange equations</p> $u = u_0 + \frac{1}{2\alpha_1} \frac{\partial \lambda}{\partial x} \quad (24)$	$v = v_0 + \frac{1}{2\alpha_1} \frac{\partial \lambda}{\partial y} \quad (25)$ $w = w_0 + \frac{1}{2\alpha_2} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \quad (26)$ <p>Governing equation for λ</p> $\frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} + \frac{(\alpha_1)^2 \partial^2 \lambda}{(\alpha_2)^2 \partial z^2} + 2\alpha_1^2 \left( \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{\partial w_0}{\partial z} \right) = 0 \quad (27)$ <p>where</p> <p>u,v,w : Windspeed in x,y and z directions (m/sec)          u<sub>0</sub>,v<sub>0</sub>,w<sub>0</sub> : Observed windspeed (m/sec)          h : Altitude of the ground surface (m)          λ : Lagrange's indeterminate coefficient (m<sup>2</sup>/sec)          α<sub>1</sub>,α<sub>2</sub> : Gauss precision moduli</p>
---	---

**Table 4** Basic equations and solutions of the Ekman-potential flow model

<p>Three-dimensional Laplace equation</p> $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (28)$ <p>Main flow : Ekman spiral</p> $U_E = U_g (1 - \exp(-z/\delta_E) \cos(z/\delta_E)) + k \times U_g \exp(-z/\delta_E) \sin(z/\delta_E) \quad (29)$ <p>Topographic function, p=q≠0</p> $\eta(x,y) = -h + \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} \frac{F(p,q)}{N^2} \exp(ikx) \exp(i·ly) \quad (30)$ <p>Boundary conditions</p> $(w)_{z=0} = \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_{z=0} = 0 \quad (31)$ $(w)_{z=h} = \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_{z=h} = u_E(\eta-h) \frac{\partial \eta}{\partial x} + v_E(\eta-h) \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (32)$ <p>Velocity potential</p> $\Phi = u_E(z) x + v_E(z) y + \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} \frac{\phi(z)}{N^2} \exp(ikx) \exp(i·ly) \quad (33)$	<p>Solutions of windspeed, p=q≠0</p> $u = u_E + \frac{1}{N^2} \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} F(p,q) \frac{u_E k^2 + v_E k l}{\beta} \frac{\cosh(\beta z)}{\sinh(\beta h)} \exp\left(\frac{2\pi i}{N}(mp+nq)\right) \quad (34)$ $v = v_E + \frac{1}{N^2} \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} F(p,q) \frac{u_E k l + v_E l^2}{\beta} \frac{\cosh(\beta z)}{\sinh(\beta h)} \exp\left(\frac{2\pi i}{N}(mp+nq)\right) \quad (35)$ $w = w_E - \frac{i}{N^2} \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} F(p,q) \lambda \frac{\sinh(\beta z)}{\sinh(\beta h)} \exp\left(\frac{2\pi i}{N}(mp+nq)\right) \quad (36)$ <p>where</p> <p>δ<sub>E</sub> : Thickness of Ekman boundary layer          U<sub>E</sub>=(u<sub>E</sub>,v<sub>E</sub>,w<sub>E</sub>) : Windspeed in Ekman boundary layer (m/sec)          U<sub>g</sub> : Windspeed of geostrophic wind (m/sec)          u,v,w : Windspeed in x,y and z directions (m/sec)          k,l : Horizontal wave number (β = √(k<sup>2</sup>+l<sup>2</sup>))          h : Altitude of the averaged ground surface (m)          F(p,q) : FFT components of topography          N : Number of FFT terms          x=m·Δx, y=n·Δy</p>
--	--

で表される汎関数式を最小とすることにして風速を求めらるものである。λはLagrangeの未定乗数である。E(u, v, w, λ)が極小値となるδE=0を満足するu, v, wは式(24)~(26)のように求められる。これらの式においてLagrangeの未定係数λは修正成分を与える速度ポテンシャルの意味を持っている。(u<sub>0</sub>, v<sub>0</sub>, w<sub>0</sub>)は観測

値であり、風の場の第一近似解は観測値を各計算メッシュに内挿して求められる。この一次推定値を連続式を満足させて、修正量の総和を最小とすることにして風速は求められる。ただし、この方法で算出される気流場は内挿に必要な観測値の密度や経験的な決定を要するガウスの精度係数αによって計算結果に大きな影響を受け



**Fig.3** Vertical profiles of wind velocity (VAD法で推定された水平風(細矢羽根)とゾンデにより観測された水平風(太矢羽根)の鉛直分布:レーダによる観測は1991.10.17.20h~24h,ゾンデによる観測は同日の21時である.2つの観測結果は共に同じ傾向にあり,上方に行くに従って右に風向がねじれていることがわかる.)

ることが知られている<sup>12)</sup>.

(4) Ekman-potential flow モデル

**Fig.3** 中の太線で示す矢羽根は札幌上空で1991年10月17日21時にレーウィンゾンデによって観測された水平風速の鉛直分布である. 図に示されるように実際の流域に風上から流入する主流は,すでにコリオリ力の影響を受けており,地表のごく近傍では南東風で,上空では南西風となり,風速分布は螺旋形を成している.通常このような風速分布はエクマンらせんと呼ばれている.ここで新しく提案するEkman-potential flowモデルは,**Table 4**に示すように一般風としてエクマン境界層内の流れ(式(29))を用い,地形による風速の変形成分はポテンシャル流れとして扱うものである.したがって本モデルでは山の風下側に発生する剥離した小スケールの渦や大気成層効果は無視していることになる.計算はPotential flowモデルと同様の方法で実施される(**Fig.1**及び**Fig.2**).角速度 $\omega$ で回転している流体のエクマン境界層の厚さは, $\sqrt{2K/f}$ の程度である.ここで $K$ は渦動粘性係数で大きさは $1\sim 10^2\text{m}^2/\text{s}$ である. $\omega$ は $\Omega$ を地球自転の角速度とすれば緯度 $\phi$ にある大気境界層では $2\Omega \sin \phi$ であり,その値は $10^{-4}\text{s}^{-1}$ 程度である.したがって上式よりエクマン境界層の厚さは1km程度と考えられる<sup>5),6)</sup>.

4. 計算結果の比較

(1) 対象とする地形

上記の各種モデルを比較するために比較的単純な地形のもとでの計算を実行した.用いた地形は富士山のような孤立峰であり,標高2400mの同心円状の山である.

計算対象領域は水平方向に63km×63km,鉛直方向に10kmの直方体である.格子間隔は水平方向に1km,鉛直方向に200mである.Potential flowモデルでは上流側境界から一様の主流風速10m/sを与えている.Ekman-potential flowモデルおよびKaoモデルではエクマン境界層厚を1km(渦動粘性係数 $K=5\text{m}^2/\text{s}$ ,コリオリパラメータ $f=10^{-4}\text{sec}^{-1}$ ),上流側境界での高度10kmで10m/sの地衡風を与えている.MASCONモデルではEkman-potential flowモデルの計算結果(地上高度200m地点での任意に選んだ3点)を観測値として与えて計算を行っている.

(2) 計算された風の場の特性

**Fig.4** (a~c)は各モデルを用いて計算した標高1kmと3kmでの水平空間( $x-y$ 面)での風速を示している.

ドットで示された範囲は上空10kmで与えた地衡風速の2%以上の上昇風速となる地域であり,この流域に吹く水平面での風ベクトルがあわせて示されている.

**Fig.5** (a~d)は西から東(図の左から右)へ吹く鉛直面内の風が山を越える様子を示している.**Fig.6**は風速の鉛直分布,**Fig.7**は山を越えるときに生じる上昇風の鉛直分布をそれぞれのモデルを用いて計算した結果である.

a) Potential flow モデル

**Fig.4** (a-1とa-2)と**Fig.5** (a)からPotential flowモデルは風上斜面によって強い上昇風が引き起こされていることや山回りの風が再現されていることがわかる.しかし,コリオリ力の効果を考えていないためエクマンらせんやしばしば観測されている地衡風に対して山の右側斜面沿いの強い上昇風<sup>18)</sup>は再現されていない.

b) Kao モデル

Kaoモデルは力学的な裏付けをもった風系が解析解として容易に得られるという利点を持つが,上昇風は対象地点の勾配によっているため,**Fig.5** (b)と**Fig.7**に示されているように鉛直方向の気流は地形に敏感に反応して上空に入っても地形の影響が消えず上昇風がなかなか減衰しないことや**Fig.4** (c)と**Fig.5** (b)に示されているように地形の細かい起伏に対応できないという不合理性を有する.これらは風系の減衰効果として渦粘性のみを考慮していることや上昇風に対して離散化された地形の起伏の効果を強く受けすぎるためである.

c) MASCON モデル

MASCONモデルは観測値を反映した計算結果を得ることができるという利点を有するものの観測値としてEkman-potential flowモデルの計算結果を用いているにもかかわらず地形効果,特に上昇気流が他のモデルに比較して過小に評価される傾向にある(**Fig.5** (c)).地形,渦粘性及びコリオリ力の影響は観測値の中に内包されていると考えられるが,このために計算結果は一次

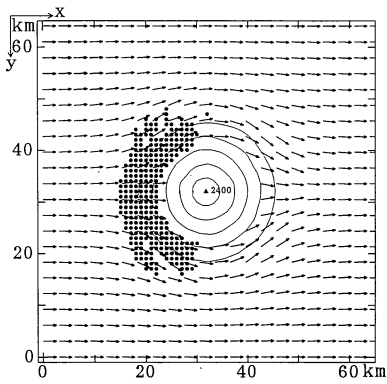


Fig.4(a-1) Altitude 1 km

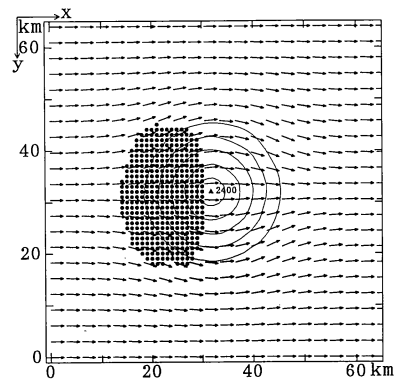


Fig.4(a-2) Altitude 3 km

Fig.4(a) Potential flow model

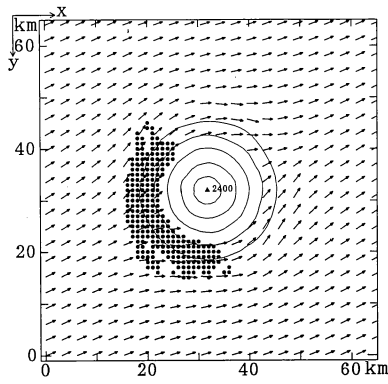


Fig.4(b-1) Altitude 1 km

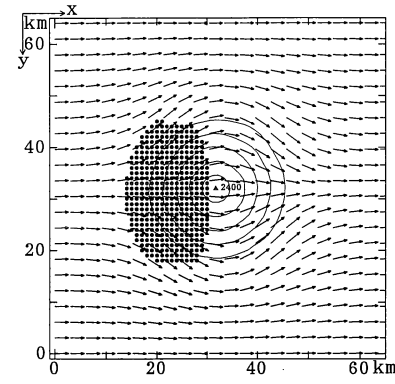


Fig.4(b-2) Altitude 3 km

Fig.4 (b) Ekman-potential flow model (渦動粘性係数  $K=50 \text{ m}^2/\text{s}$ , コリオリパラメータ  $f=10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ )

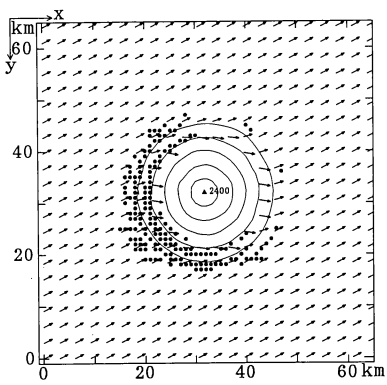


Fig.4 (c-1) Altitude 1 km

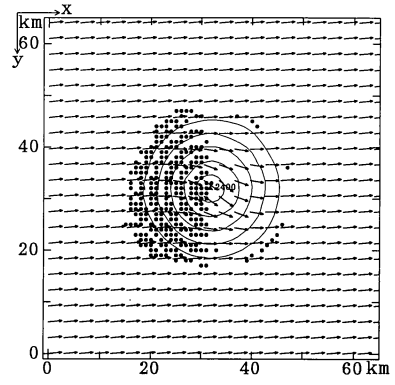


Fig.4 (c-2) Altitude 3 km

Fig.4 (c) Kao model (渦動粘性係数  $K=50 \text{ m}^2/\text{s}$ , コリオリパラメータ  $f=10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ )

**Fig.4 The area of strong ascending wind (simple mountain)**

(ドットで示された範囲は強い上昇風の範囲 (上空 10 km で与えた地衡風速の 2% 以上の上昇風速となる地域), ベクトルは風向・風速, コンターは 200 m 毎の等高線を表している. 各図とも地形による水平風の変形成分は 10 倍に強調している. Ekman-potential flow モデルは山の右側斜面に強い上昇風が生起する現象や山回りの風を再現している.)

推定値に依るところが大きい. また, 計算結果は精度係数  $\alpha_1, \alpha_2$  の値に大きく依存されることがわかった.

**d) Ekman-potential flow モデル**

本モデルは地形の風系に与える効果をよく再現するとともにエクマン境界層の効果をよく表現している. 例え

ば Fig.4 (b-1 と b-2) と Fig.6 に示すように風の強さは高度約 3 km から地衡風に風向・風速とも漸近しており, 地表面から上方にいくにつれて風が右側にねじれる状態を再現している. この結果として地衡風向に対して右側の斜面に強い上昇風が再現されている (Fig.4

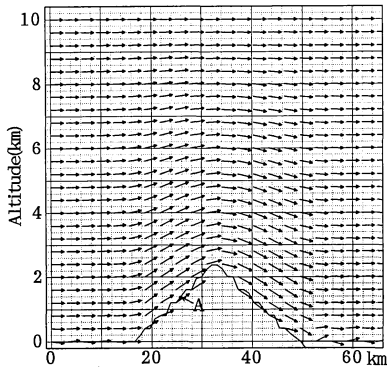


Fig.5 (a) Potential flow model (Vertical direction  $\times 8$ )

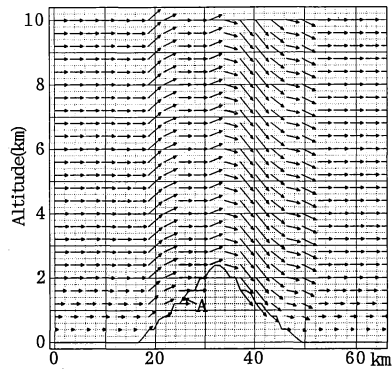


Fig.5 (b) Kao model (Vertical direction  $\times 8$ )

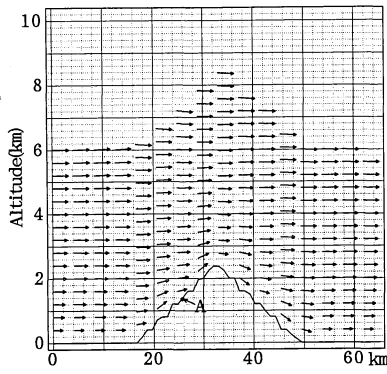


Fig.5 (c) MASCON model (Vertical direction  $\times 20$ )

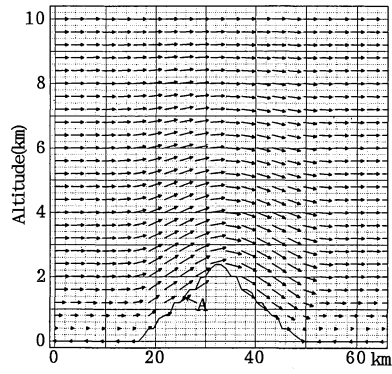


Fig.5 (d) Ekman-potential flow model (Vertical direction  $\times 8$ )

Fig.5 The wind vectors in vertical cross section

(頂上を含む  $x-z$  断面でみた山を越える風の向きと強さがベクトルで表示されている。各モデルとも鉛直風速は強調されており、MASCON モデルは 20 倍、その他のモデルは 8 倍されている。実線は孤立山の断面図である。)

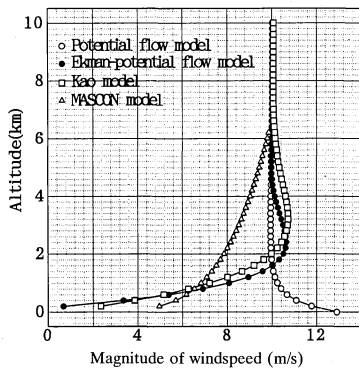


Fig.6 Vertical profiles of windspeed ( $\sqrt{u^2+v^2+w^2}$ )

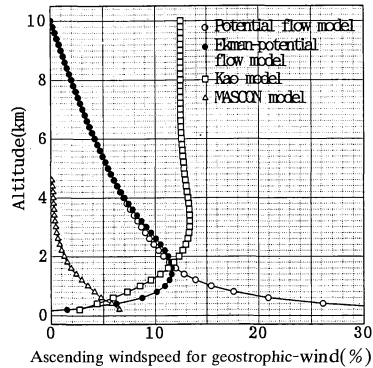


Fig.7 Vertical profiles of ascending windspeed ( $w/U$ )

(Fig.6, Fig.7 とも上流側斜面の中腹 (Fig.5 の A 点上) で計算された値を用いている。Fig.5~Fig.7 から Potential flow モデルでは粘性の効果が再現されない、Kao モデルでは上昇風は上方にいても減衰していない、MASCON モデルでは上昇風速が過小に推定されている。Ekman-potential flow モデルは 4 つのモデルの中では地形の起伏による上昇風の発生や地表面で風速が 0 であること等、地形効果及び粘性効果をよく再現している。)

(b-1)). また、Fig.7 に示すように上昇風は約 1.5 km の地点で最大となり、それより上空では高度が高くなるにつれて上昇風速は小さくなっている。

以上の比較から強風下での地形によって引き起こされるメソ  $\beta$  スケールの風の場の計算には、Ekman-poten-

tial flow モデルを用いるのが適当と考えられる。Kao モデルはメソ  $\beta$  スケール以上の広い範囲での風の場の計算に用いるべきであり、MASCON モデルはより風の場で多地点での風の観測値が与えられるときに有益であろう。

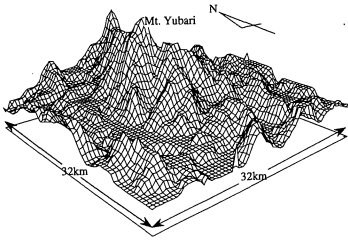


Fig. 8 Bird's-eye view of Mt. Yubari basin (南西方向から 30° の角度で見下ろしている.)

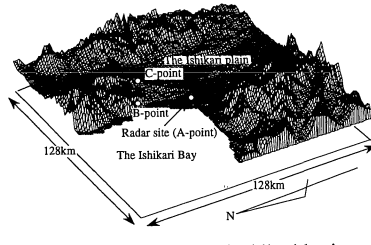


Fig. 9 Bird's-eye view of Ishikari basin (図中の○はドップラーレーダステーション)

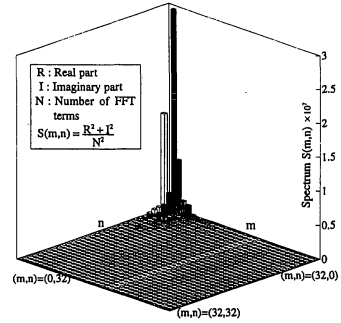


Fig. 10 Spectrum of the FFT components for Mt. Yubari basin

(夕張岳流域の地形の 2 次元スペクトル: Fig. 11 (c), (d) 及び Fig. 12 ((b) では  $x, y$  方向 ( $x=m\Delta x, y=n\Delta y, \Delta x=\Delta y=500$  m) ともに 5 km より小スケールを無視して計算している.)

## 5. Ekman-potential flow モデルを用いて再現した実地形での風の場

### (1) 解析の対象とした地形

対象とした地形は、Fig. 8 に示す北海道中央部に位置する標高 1667 m の夕張岳を含む 4 000 km<sup>2</sup> の流域と Fig. 9 に示す石狩平野を中心として山地平地を含む 1 6000 km<sup>2</sup> の流域である。夕張岳流域は北から南にかけて 1 600 m ~ 1 700 m の夕張山地が縦断しており、夕張岳をはさんで西と東に分断された地形である。石狩川流域は夕張岳流域の 4 倍の広さで流域内には山地、平地及び海が存在している。Fig. 10 には夕張岳流域の地形の 2 次元スペクトルが示されている。この図より本流域地形の 2 次元スペクトルはごく低波数のものに限られることがわかる。

### (2) 実地形での風の場の再現結果

夕張岳流域での計算範囲は 32 km × 32 km × 10 km の立方形の流域で水平方向に 500 m、高さ方向へは 200 m の格子間隔である。高石狩川流域では 128 km × 128 km × 1.5 km の立方形の流域で水平方向に 1 000 m、高さ方向へは 50 m の格子間隔である。エクマン境界層厚は夕張岳流域では 1 km、石狩川流域では観測結果から 500 m とした。Fig. 11 (a と b) は地衡風として西風 (図の左から右へ吹いている) を与えた場合の夕張岳流域での高度 1 km 及び 3 km 面における鉛直方向の風速が地衡風の 2% 以上となる範囲をドットで示したものである。両図より実地形においても上空で風向が右に傾くエクマンらせんがよく表現されており、高度が 1 km 付近では山の肩部 (地衡風向から見ると山の右側) に強い上昇風が計算されている。この地衡風に対して山の右側斜面で強い上昇風が現れる現象は降雨レーダによっても観測されており、降雨が山の右側から発達し、風下方向へ移流していく様子を見ることができる<sup>18)</sup>。Fig. 12 (a) は夕張岳頂上を越える風の様子を夕張岳の頂上を含む西-東断面で見た図である。夕張岳の頂上を越える様子が再現されており、地表面付近で風速が小さく、地形の影響が高度 6 km 程度まで及んでいることがわかる。

### (3) 複雑地形の風に与える空間スケール効果

地形の風の場に対する影響は地形の FFT データの高周波成分を取り除くことによって考えることができる。Fig. 11 (c と d) と Fig. 12 (b) は夕張岳流域の地形の 2 次元スペクトルのうち最大値の 10% 以下の成分を取り除いて計算した風の場を示している。スペクトル成分の 10% 以下の周波数よりも高周波数を取り除くことはサンプリング定理より本流域では実地形で 5 km 以下のスケールの起伏を無視することに相当している。なお、Fig. 11 (c と d) と Fig. 12 (b) は FFT データの高周波成分を取り除くことの他は Fig. 11 (a と b) と Fig. 12 (a) と同様の計算により風の場を再現している。Fig. 11 の (a) と (c) 及び (b) と (d) を比較すると、現地形を用いた場合には上昇風の範囲が散在しているのに対し、地形スペクトルの高周波成分を取り除いた場合には広い範囲に連続して強い上昇風が計算される。しかし、Fig. 11 の (b) と (d) を比較すると高度が高くなるにつれて両図はほぼ等しくなり 5 km 以下の細かい起伏の影響は小さくなっていくことがわかる。また、Fig. 12 の (a) と (b) を比較すると地表近くを除いてほとんど同じ風系となっていることがわかる。したがって、地形の小さな起伏は地表付近の風系を乱すと同時に上昇風速を増加させるが、この影響は高度が上がるにつれて小さくなっていると言えよう。

### (4) ドップラーレーダから推定した風速との比較

観測値との比較に用いたドップラーレーダは北海道大学低温科学研究所が保有しているものであり、Fig. 9 の○で示した石狩川河口付近にある北海道開発局石狩川水理実験場に設置されている。ドップラーレーダによって得られる気流は動径方向成分のものである。このデータから風速成分を求める手法としては既に提案されている VAD 法<sup>13)</sup>を用いている。VAD 法は VAD モードで観測

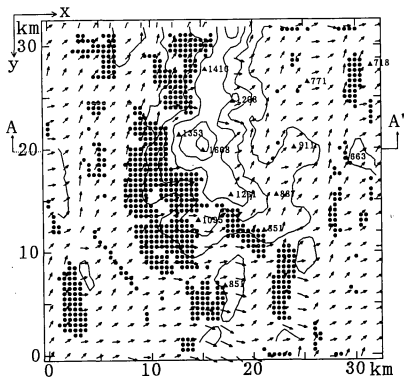


Fig.11 (a) Altitude 1 km

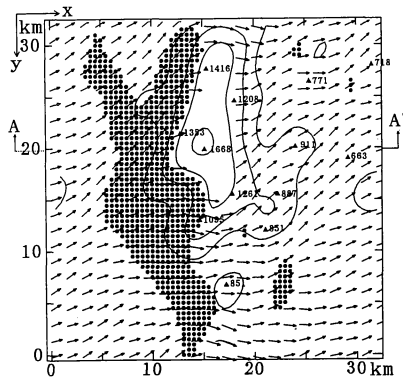


Fig.11 (c) Altitude 1 km (5 km以下の起伏を無視した地形)

(Fig.11 (c) は 5 km 以下の起伏を取り除いて再現した地形に対しての計算結果である。Fig.11 (a), (c) から原地形では強い上昇風の範囲が散在しているのに対し、5 km 以下の起伏を無視した地形ではその範囲は連続している。)

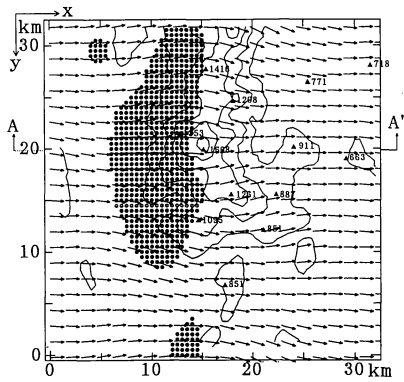


Fig.11 (b) Altitude 3 km

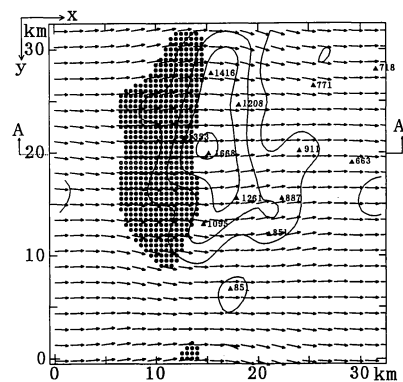


Fig.11 (d) Altitude 3 km (11(c)と同様の地形に対して計算)

(高度 3 km になると 5 km 以下の起伏の影響はほとんど無くなる。)

**Fig.11 The area of strong ascending wind calculated by Ekman-potential flow model (Mt. Yubari basin)**

(記号等は Fig.4 に同じで、地形による水平風の変形成分は 20 倍に強調している。ただし、(c), (d) の等高線は 5 km スケールより高周波成分を取り除いた地形を表している。)

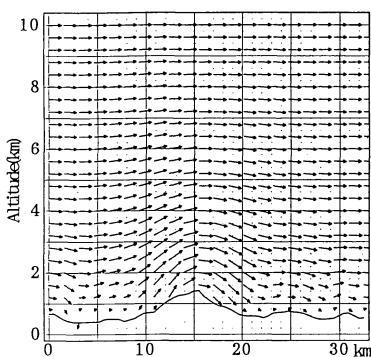


Fig.12 (a) Fig.11 (a), (b)と同様の計算結果

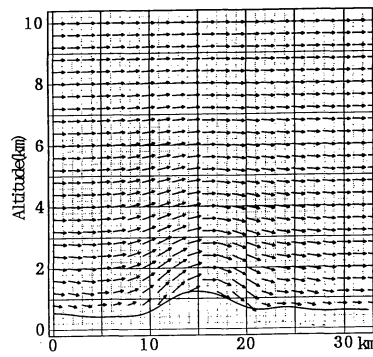


Fig.12 (b) Fig.11 (c), (d)と同様の計算結果

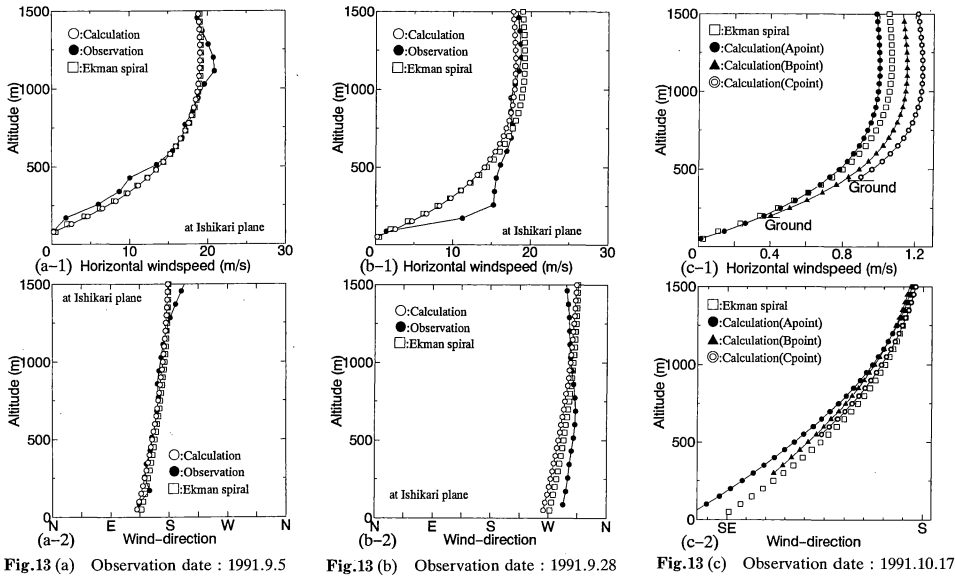
**Fig.12 The wind vectors in vertical cross section**

(Fig.11 Fig.12 の計算では  $K=50 \text{ m}^2/\text{s}$  とし、このときのエクマン境界層厚は 1 km である。夕張岳頂上を含む  $x-z$  断面 (Fig.11 の A-A' 面上) でみた山を越える風ベクトルが表示されている。風速の鉛直成分は 8 倍に強調されている。)

されたドップラー風速からレーダ上の水平風の風向・風速、水平発散等を得る方法である。風速の精度は Fig.3 に示すように VAD 法により推定された水平風速とゾン

デにより観測された水平風速を比較することにより確認できる<sup>20), 21)</sup>。この時の上空 1.5 km での走査円の半径は約 5 km である。Fig.13 は石狩川河口 (Fig.9 の○で示





**Fig.13** Comparison of results calculated using Ekman-potential flow model with ones observed using VAD method (石狩川河口上空での強風時の水平風の鉛直分布である。：上段は水平風速，下段はその時の風向を表している。○は Ekman potential flow モデルによる計算結果，●は VAD 法による推定値，□は Ekman-spiral を示している。(c) には地形による気流の変形が Ekman spiral との比較によって示されている。)

した地点)での Ekman-potential flow モデルによる計算結果と VAD 法により得られた水平風の鉛直分布を比較したものであり、併せて Ekman-spiral (地形の無い場合の風速分布)が比較されている。上段の図には水平風速、下段の図にはその時の風向を表している。○は Ekman-potential flow モデルによる計算結果、●は VAD 法による推定値、□は Ekman-spiral を示している。観測値が平地であるため Ekman-spiral と計算値が一致しているが、観測値とも計算値が一致していることから平野部の上空では地形の影響を受けず、気流は Ekman-spiral として近似できることがわかる。Fig.13 (c) には Fig.9 に示した流域の計算結果 (A~C 点) と Ekman-spiral との比較が示されている。計算結果は Ekman-spiral に比較して 2 割程度のずれがあることがわかる。これはポテンシャル流れにおいて一般風は地形の起伏によって 2 割程度の影響を受けることを示している。

## 6. 結 論

メソβスケールでの風の間を計算するモデルとして Ekman-potential flow モデルを提案するとともに、本モデル及び著者らの提案していた Potential flow モデルを含む既存の 3 つのモデルにより求めた風の間を比較し、本モデルの有用性を考察した。また、Ekman-potential flow モデルを用いて地形の影響や観測値との比較について述べてきたが、これらをまとめると以下のようになる。

(1) Potential flow モデルは風系に対する地形の効果を再現できるが、ここで再現される風系は一方の一般風に対する地形効果を評価するもので、コリオリ効果や渦動粘性の効果、またよりスケールの大きな気圧場の持つ三次元効果などを表現できないなどの欠点も見だせる。このモデルを拡張した Ekman-potential flow モデルは Potential flow モデルの持つ地形の効果をよく再現する特性を失わずコリオリ力による粘性効果も再現できる。また、より大きいスケールでの気圧場を扱ったり、詳細な観測値の入手が可能である場合は Kao モデルや MASCON モデルが利用できるものと考えられる。

(2) 地形の高周波成分を取り除くことにより風系に及ぼす地形の影響について考察した。これにより夕張流域では地形の 5 km 以下の小さな起伏は地表付近の風系を乱すと同時に上昇風速を局所的に増加させるが、小起伏の影響は高度が上がるにつれて小さくなり高度 3km 程度でほとんど影響はなくなる。

(3) 降雨が形成されるほどの上空における流域全体での風系は水平方向に 10 km スケール以上の地形の起伏によって決定される。

(4) Ekman-potential flow モデルは実地形においてもエクマンらせんがよく表現されており、かつ平野部においてはレーダによる実測値とも非常によく適合していることからエクマン境界層理論のモデルへの適用性が確認された。

(5) ポテンシャル流れにおいて一般風は地形の起伏によって 2 割程度の影響を受ける (Ekman-spiral から

2割程度ずれる)。

謝辞：本研究は文部省科学研究費一般研究(c)(代表山田正)の援助を受けている。また本研究に用いたレーダ観測データは北海道大学低温研究所 遠藤辰雄助教授、佐藤晋介氏、大井正行技官から提供していただいたものであり、ここに記して謝意を表すものである。

参 考 文 献

- 1) 浅井富雄・武田喬男・木村竜治：大気科学講座2 雲や降水を伴う大気，東京大学出版会，pp.139~144,1981.
- 2) 二宮洗三：雨とメソシステム，東京堂出版,1981.
- 3) 川畑幸夫：水文気象学，地人書簡，p.33,1961.
- 4) 武田喬男：水環境の科学，東京堂出版，p.90,1987.
- 5) 小倉義光：一般気象学，東京大学出版会，pp.18~37, pp.160~165,1978.
- 6) 小倉義光：気象力学通論，東京大学出版会，pp.144~147,1984.
- 7) Sakakibara, H. and Takeda, T. : Modification of Typhoon 7002 Rainfal by Orographic Effect, Journal of the Meteorological Society of Japan Vol.51, No.3, pp.155~167, 1973.
- 8) 山田啓一：大雨の空間的分布と地形条件について，土木学会水工学論文集，28, pp.509~513,1984.
- 9) Kao, S.K. : An Analytical Solution for Three-Dimensional Stationary Flows in the Atmospheric Boundary Layer over Terrain, Journal of Applied Meteorology, Vol.20, pp.386~390, 1981.
- 10) Sherman, C.A. : A Mass-Consistent Model for Wind Fields over Complex Terrain, Journal of Applied Meteorology, Vol.17, pp.312~319, 1978.
- 11) F.M. Ralph, M. Crochet, S.V. Venkateswaran : A study of mountain lee waves using clear-air radar, Q.J.R. Meteorol. Soc. 118, pp.597~627, 1992.
- 12) 張旭紅・首藤伸夫：MASCON法を用いた北上川上流域の風場の計算，土木学会水工学論文集34, pp.109~114, 1990.
- 13) 坪木和久・若浜五郎：1台のドップラーレーダーを用い

た風速場の推定法—最小二乗法を用いたVAD解析—，北海道大学低温科学物理編47, pp.73~88, 1988.

- 14) Tateya, K., Nakatsugawa, M. and Yamada, T. : Observations and Simulation of Rainfall in Mountainous Areas, International Symposium on Hydrological Applications of Weather Radar, Salford. , 1989.
- 15) Tateya, K., Nakatsugawa, M. and Yamada, T. : Investigation of Rainfall by Field Observations and A Physically Based Model, Pacific International Seminar on Water Resources Systems, Tomamu pp.385~403, 1989.
- 16) Hibino, T., Nakatsugawa, M. and Yamada, T. : Wind Field in Meso- $\beta$  Scale Caused by Orographic Effect., Proceedings of xxv Congress of IAHR, pp.135~142, 1993.
- 17) 中津川誠・竹本成行・山田 正：流域スケールの降雨特性の研究(その3)—山地流域における気流と降雨のシミュレーション—：北海道開発局開発土木研究所月報，第447号，pp.20~35, 1990.
- 18) 中津川誠・竹本成行，山田・正：流域スケールの降雨特性の研究(その4)—降雨予測について—：北海道開発局開発土木研究所月報，第449号，pp.19~29, 1990.
- 19) 山田 正・日比野忠史・深和岳人・中津川 誠：密度成層を考慮した山地流域における風の場の解析，土木学会水工学論文集38, 投稿中, 1994.
- 20) 中津川 誠・山田 正：ドップラーレーダによる風の場の観測と解析，土木学会水工学論文集37, pp.1~8, 1993.
- 21) 橋本謙秀・宮下孝治・中津川誠：3次元ドップラーレーダを用いた短時間降雨予測モデル，土木学会水工学論文集38, 投稿中, 1994.
- 22) 山田 正：降雨予測と洪水予測，水文・水資源学会研修会講義集，pp.109~129, 1993.
- 23) 山田 正：地形性降雨とその解析，土木学会・水工学に関する夏期研修会講義集，A-8, pp.1~21, 1992.
- 24) 日比野忠史・中津川 誠・山田 正：地形の形状によって引き起こされるメソ $\beta$ スケールの風の場，第48回土木学会年次講演会概要集II, pp.162~163, 1993.
- 25) 日比野忠史・中津川 誠・山田 正：Ekman-potential flow モデルを用いた風の場の再現，水文・水資源学会1993年研究発表会要旨集，pp.202~203, 1993.

(1994.1.24 受付)

WIND FIELD IN MESO- $\beta$  SCALE CAUSED BY OROGRAPHIC EFFECTS

Tadashi YAMADA, Tadashi HIBINO and Makoto NAKATSUGAWA

The authors proposed a new method for calculating the orographically induced wind field. Several methods to calculate the general wind field in mountainous area have been compared. We adopted as the model for comparison, Kao model, MASCON model, potential flow model and the modified potential flow model including Coriolis effects, which has been newly proposed by the present authors. Using these four models, the characteristics of wind field numerically calculated for a isolated mountain as a simple case of topography were investigated, and it was confirmed that only the modified potential flow (Ekman-Potential flow) model can explain the existence of strong ascending wind at the right of a mountain, which has been often observed by radars. The effects of complex topography on wind field were verified, and it was found that the Fourier components with wave length shorter than about 5 km of the topography has not significant influence to wind field. By comparison of the results calculated using Ekman-potential flow model with the observation results using VAD method, it is confirmed that Ekman-potential flow model can represent actual wind field very well.