

II-43

石狩湾の雪雲発生時における風場の解析 とレーダーエコーの推移の推定

北海道大学 正員 長谷川 和 義
北海道大学 正員 藤 田 睦 博
北海道大学工学部 学生員 中 山 恵 介

1. はじめに

雪雲の移動を予測することは降雪対策上極めて重要であり、現在までに様々な予測方法が考えられている。例えば、異なる時刻のレーダーエコーパターンのマッチングによって移動速度を推定し予測に用いる方法、それに更に降雪強度の変化を加味する方法、あるいは気象方程式に基づいてもっと大規模な雪雲の移動について考えるものなどである。本研究は、従来の方法では無視されがちであった地形の効果を取り入れて雪雲の移動をみようとするものである。石狩湾に雪雲が進入してくる際に、高島岬付近を跳ね出し点とする筋状の雲がしばしば認められ、札幌への降雪状況に大きな影響をもたらしている。これは岬の地形効果によって生じている可能性が高い。そこで、本論文では温度変化や水蒸気量など気象要因を考慮するまえに、それらを除いた地形効果のみで風場がどの様に変化するかを様々な方法で調べた。また試みに、アメダスデータを基にMASCON法で求めた風場を用い、エコーの推移も調べてみた。

2. 風場の推定

風場の推定に用いた地形は図-1の160km*160kmの範囲であり、標高データとして250mメッシュで与えられている国土数値情報を用いた。推定モデルとして、以下に示す4つの方法を採用した。それぞれの方法についての特徴は次の通りである。①ポテンシャル流モデル:地球の自転、圧力の変化等を考えない最も単純なモデルであるが、地表面の起伏の変化が小さな時には適用できる。②自由流線理論:流線は連続であるという条件のもとで、平板に対する跳ね出しの効果を適用して影響域を評価する。③離散渦法:自由流線理論では模擬出来ないような鋭角な角を持つ物体における渦の剥離を表現し、影響域の推定精度を上げることが出来る。

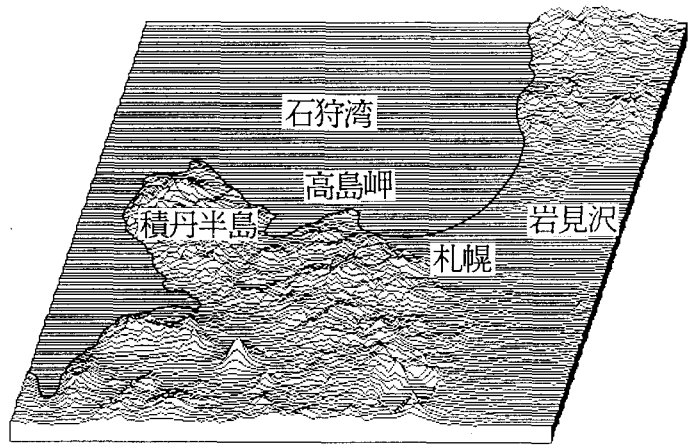


図-1 風場の推定に用いた地形(160km*160km)

④接地境界層流の改良モデル:接地境界層に対するKaoの解を基に圧力変化を取り入れたもので地球の自転、地形による圧力の変化を考慮した風場を推定することが出来る。

1) ポテンシャル流モデル

地形の効果を導入するため地形を複素Fourier変換し、地表面に対する運動学的条件を用いて速度分布を求

Analysis on wind fields with snow clouds in Ishikari Bay and Prediction for Changing Radar Echo
by Kazuyoshi Hasegawa, Mutsuhiro Fujita, Keisuke Nakayama

$$\eta(x, y) = -H + \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} F(n, m) \exp\left\{i \frac{2\pi}{L} (Ln + mx - ny)\right\} \quad L: x, y \text{ 軸の一辺の長さ} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} u &= U - \frac{2\pi}{L} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} \frac{m \cosh(2\pi k' z/L)}{k' \sinh(2\pi k' H/L)} (Um - Vn) \\ &\quad \times \left\{ F_R(n, m) \cos \frac{2\pi}{L'} (L'n + mx' - ny') - F_I(n, m) \sin \frac{2\pi}{L'} (L'n + mx' - ny') \right\} \\ v &= V - \frac{2\pi}{L} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} \frac{n \cosh(2\pi k' z/L)}{k' \sinh(2\pi k' H/L)} (Um - Vn) \\ &\quad \times \left\{ F_R(n, m) \cos \frac{2\pi}{L'} (L'n + mx' - ny') - F_I(n, m) \sin \frac{2\pi}{L'} (L'n + mx' - ny') \right\} \\ u &= \frac{2\pi}{L} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} \frac{m \sinh(2\pi k' z/L)}{k' \sinh(2\pi k' H/L)} (Um - Vn) \\ &\quad \times \left\{ F_R(n, m) \cos \frac{2\pi}{L'} (L'n + mx' - ny') + F_I(n, m) \sin \frac{2\pi}{L'} (L'n + mx' - ny') \right\} \end{aligned} \right\} \quad (3)(4)(5)$$

$$L' = L/dL, x' = x/dL, y' = y/dL$$

$$z = \frac{1}{U} \int_0^W \left[-\sqrt{\frac{C_3}{2W}} \pm \sqrt{\frac{C_3}{2W} - 1} \right] e^{i \left(-\kappa + \alpha \right)} dW \quad \alpha: \text{平板の傾き} \quad (6)$$

$$\Gamma = \frac{1}{2} U \oint dt \quad \Gamma: \text{渦の強さ}, U_s: \text{剥離速度}, dt: \text{渦の発生時間間隔} \quad (7)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = f(v - v_0) + K_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -f(u - u_0) + K_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (8)(9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (10) \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (11) \quad f: \text{コリオリパラメータ}$$

$$U = u_0 (1 - \exp\{-\nu(z-h)\}) \times \cos\{\nu(z-h)\}, \quad V = u_0 \exp\{-\nu(z-h)\} \times \sin\{\nu(z-h)\} \quad (12)(13)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} + U \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial x} u' + V \frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial y} v' + W \frac{\partial u'}{\partial z} + \frac{\partial U}{\partial z} w' &= \\ &\quad - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} + f v' + K_H \frac{\partial^2}{\partial x^2} (U + u') + K_H \frac{\partial^2}{\partial y^2} (U + u') + K_v \frac{\partial^2 u'}{\partial z^2} \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + U \frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial x} u' + V \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial y} v' + W \frac{\partial v'}{\partial z} + \frac{\partial V}{\partial z} w' &= \\ &\quad - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} - f u' + K_H \frac{\partial^2}{\partial x^2} (V + v') + K_H \frac{\partial^2}{\partial y^2} (V + v') + K_v \frac{\partial^2 v'}{\partial z^2} \\ \frac{\partial w'}{\partial t} + U \frac{\partial w'}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial x} u' + V \frac{\partial w'}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial y} v' + W \frac{\partial w'}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial z} w' &= \\ U \frac{\partial W}{\partial x} - V \frac{\partial W}{\partial y} - W \frac{\partial W}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + K_H \frac{\partial^2}{\partial x^2} (W + w') + K_H \frac{\partial^2}{\partial y^2} (W + w') + K_v \frac{\partial^2}{\partial z^2} (W + w') \end{aligned} \right\} \quad (14)(15)(16)$$

$$U, V, W: \text{Kao解}, \quad u', v', w': \text{Kao解との摂動}$$

$$\vec{v}(x, y) = \frac{\sum v(x_i, y_i) \exp\left(-\frac{|L - L_i|^2}{\beta^2}\right)}{\sum \exp\left(-\frac{|L - L_i|^2}{\beta^2}\right)} \quad (17), \quad z^* = H \frac{z - z_s}{H - z_s} \quad (18)$$

$$\frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} + \frac{\alpha_k^2}{\alpha_s^2} \frac{\partial^2 \lambda}{\partial z^{*2}} = -2\alpha_k^2 \left(\frac{\partial \bar{u}_0}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_0}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}_0}{\partial z^*} \right) \quad : \text{相対座標における値} \quad (19)$$

$$u = u_0 + \frac{1}{2\alpha_k^2} \frac{\partial \lambda}{\partial x}, \quad v = v_0 + \frac{1}{2\alpha_k^2} \frac{\partial \lambda}{\partial y}, \quad w = w_0 + \frac{1}{2\alpha_s^2} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \quad (20)(21)(22)$$

めた。地形の複素Fourier変換式、ポテンシャル式、速度成分 u, v, w を式(1)、(2)、(3)、(4)、(5)に示す。ポテンシャル流モデルでは、一様風の仮定高さをあまり高くすると地形による影響が水平速度成分にほとんど現れなくなるため、その高度を1kmとした。風の方向角 290° (北から時計回りに)、上空での一様風速 10m/sec を計算条件にとり、高度 150m における水平風速分布のベクトルを求めた例が図-2である。この結果から、水平方向の速度成分がほとんど地形による効果を受けていないことが分かるが、一部高島岬あたりで西風が卓越しているのがみられる。

2)自由流線理論

平板からの分離流線を式(6)に示す。跳ね出し位置は高島岬先端とし、平板の大きさ及び風向については、実際によく見られる筋状の雲が岩見沢付近に向かう場合を想定して、これに計算結果が近づくように決定した。このときの流線を図-3に示す。しかし、流線の岬背後への回り込みという現象は、自由流線理論では表現できず、現象の模擬特性はあまり良いとはいえない。

3)離散渦法の適用

渦の大きさの決定法を式(7)に示す。このときのパラメータは著者¹⁾が以前計算した単独平板において離散渦法を用いたときのものと同じである。離散渦法は渦を配置する際にポテンシャル流を基本流として用いる必要があるので、上述のポテンシャル解を利用した。計算条件は風の方向角 290° 、一様風速 10m/sec で、上空 1km に境界を設けた。計算結果は図-4に示す通りである。自由流線理論では表現できなかった分離流線の岬後方への回り込みについて改善が認められる。しかし、2次元モデルであるため、3次元的な渦の挙動が無視され、渦糸の変化が過大に見積もられている可能性がある。この方式の精度を上げるためには、有限渦管を用いた3次元の計算を行う必要があるものと思われる。

4)接地境界層流の改良モデル

①モデルにおける計算

Kao²⁾は、地形による摩擦効果および地球の自転を考慮した風場の解を与えている。そのときの基礎式と解析解を(8)~(13)に示す。しかしながら、Kaoモデルは圧力について鉛直方向に静水圧分布を仮定しており、また流線が地形に平行するものと仮定しているため、地形の効果が厳密に考慮されていない。そこで、Kao解が厳密な風場の解とどの程度異なるかを知るために、圧力項を残した3次元せん断流方程式に対してKaoの解からの摂動をとり、式(14)~(16)の線形化方程式を導いて数値計算を行った。

まず、モデル計算として図-5に示すような孤立峰を対象にとり上げた。図-6は、山の中央縦断面にに沿うKaoの解の速度分布を示したものである。摂動計算は、図-5の山のモデルに対して2次元および3次元の式を適用して行った。垂直方向の渦動粘性係数として $10\text{m}^2/\text{sec}$ 、水平方向の渦動粘性係数として $100\text{m}^2/\text{sec}$ を与えて

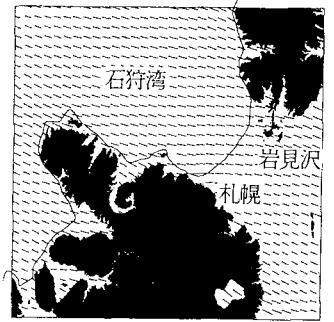


図-2 ポテンシャル流モデルによる風のベクトル表示

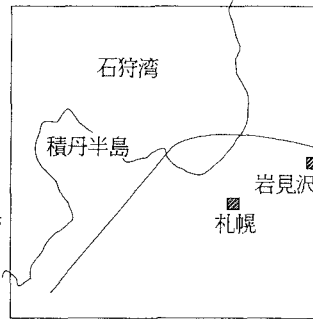


図-3 自由流線理論における流線の跳ね出し

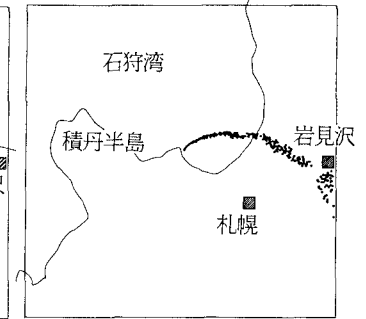


図-4 離散渦法による定常時渦軌跡

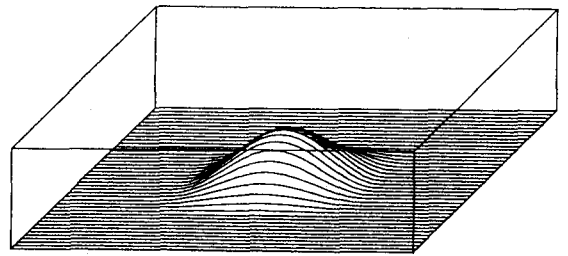


図-5 計算に用いたモデルの地形

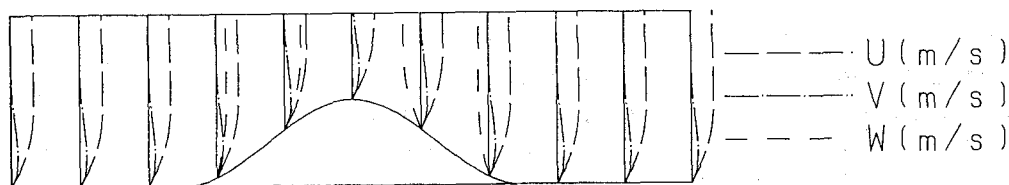


図-6 山の中央縦断面における風場(Kao解)

いる。図-7に、2次元計算における速度分布、図-8に圧力分布を示す。渦動粘性係数値が不適切なためか、山頂部の剥離渦が不自然に見えるが、Kao解と較べるとかなり大きな変化が山の上下流面で起こっているのが分かる。図-9、図-10に同断面における3次元計算の結果を載せる。これから、2次元計算と異なり、風の水平方向への回り込みによって剥離が抑えられている様子が分かる。図-11はKao解における高さ500mの水平風速、図-12は同高度における摂動解による速度分布、図-13は圧力分布をそれぞれ示すものである。コリオリ力によって剥離域が左側へ寄せられている様子がみられ、山の影響を受けて風場が渦をともない大きく変化しているのが分かる。

この様にある程度大きな山の周辺ではKao解は大きな修正を必要とし、そのままをもって風場とするのは困難なようであり、摂動方程式を解くことの有用性が分かる。

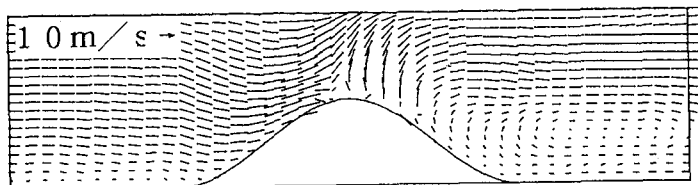


図-7 2次元計算による山の周りの風場(摂動解)

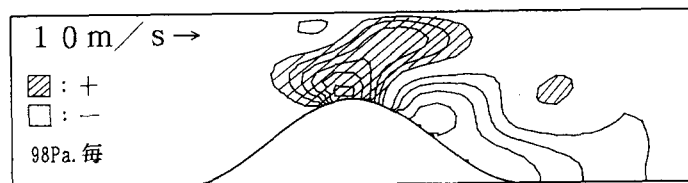


図-8 2次元計算による山の周りの圧力分布(摂動解)

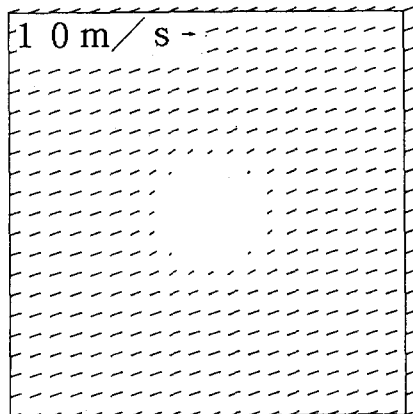


図-11 Kao解による山の水平断面の風場

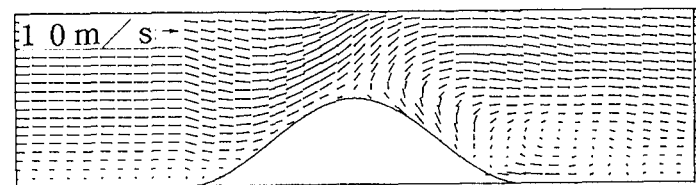


図-9 3次元計算による山の周りの風場(摂動解)

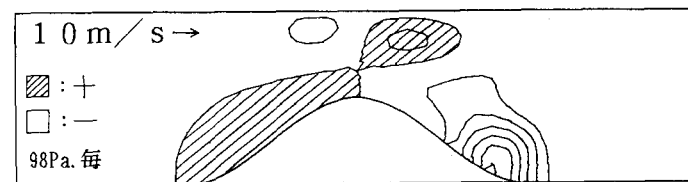


図-10 3次元計算による山の周りの圧力分布(摂動解)

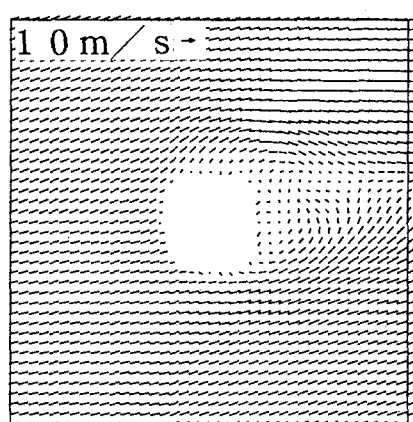


図-12 摂動解による山の水平断面の風場

②実地形への適応

今回計算に用いた範囲は図-14である。渦動粘性係数などの計算条件は、上述のモデルに対するものと同じに採った。しかし、現在までに計算は十分な収束を見せるに至っておらず、図-15の高度200mにおける水平断面の圧力分布を参考に供するだけである。収束の問題は、境界地形をなめらかに与えずに階段状に取っていることから生じているようであり、今後改善したいと考えている。図-14に対応する水平断面の速度分布は、摂動分がほとんど変化を見せなかったので掲載を省略する。この結果が実際に近いものか否かについては、計算を確実なものとした上で改めて発表するつもりである。

3. MASCON法による風の場の検討

前節までに、風の場に関する4つのモデルを取り上げ比較を行ってきたが、実測値による検証が不可欠である。このために、アメダスデータを用いてMASCON法による内挿を行い風の場を調べることにした。内挿は、過去の積雪深データの分布状況から $\beta=1/10\text{km} \times 10\text{km}$ とし、式(17)によって行った。また地形効果が考慮出来るよう式(18)～(22)による相対座標を用いた。計算は1992年1月23日16時について行い、水平断面風速(図-16)を得た。明らかに石狩湾内に向かう風の収束が表現されている。これらの風の場の変化に対する熱対流の影響はかなり大きいものと考えられるが、それとは別に高島岬付近における地形効果による西風の卓越がみてとれる。

4. 反射強度の推移推定

風の場による雪雲の移動推定を試みる。現在のところ方法の確立を図っているところであり、一例を紹介するとどめる。

1)1992年1月23日における反射強度

図-17、図-18にそれぞれ16時、19時におけるドップラーレーダーの反射強度を示す。このときの雪雲は16時においては季節風に乗って進入してきているように見えるが、19時においては石狩湾低気圧が発生して渦状を呈していることが分かる。

2)MASCON法で求めた風の場を利用した反射強度の推移

上で述べた16時の反射強度を、同じ時刻のアメダスデータ-MASCON法による風の場を用いて移動させた3時間後の結果を図-19に示す。このときの移動方法は、3次元的に行っている。対象が石狩湾低気圧の発生という特異な事例であるだけに、エコパターンの風の場による単純移動だけでは予測が不可能なことがわかる。しかし、実際現象において石狩湾低気圧が生じるような場合は希であり、風による移流によって説明可能なケースが多くあるものと考えられる。今後事例を増して検討するつもりである。

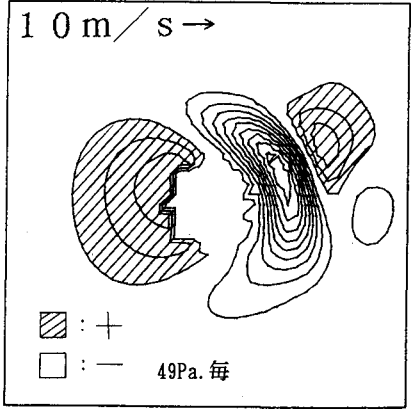


図-13 摂動解による山の水平断面の圧力分布



図-14 摂動計算に用いた地形(40km*40km)

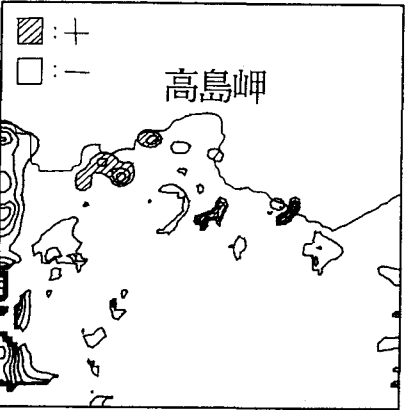


図-15 摂動計算による圧力分布

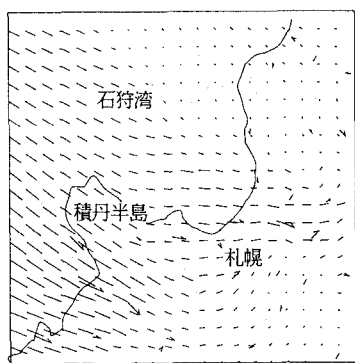


図-16 MASCON法を用いて推定した風の場合

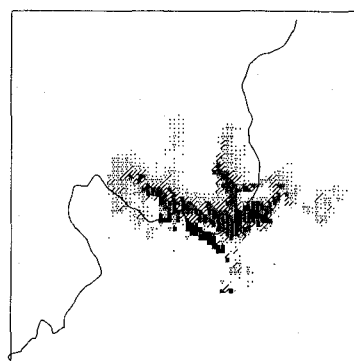


図-17 16時におけるレーダーエコー強度

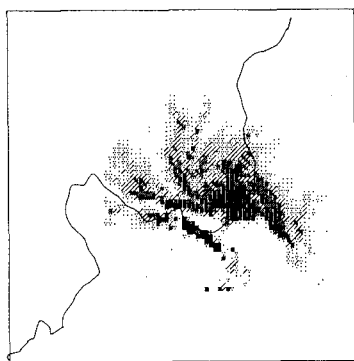


図-18 19時におけるレーダーエコー強度

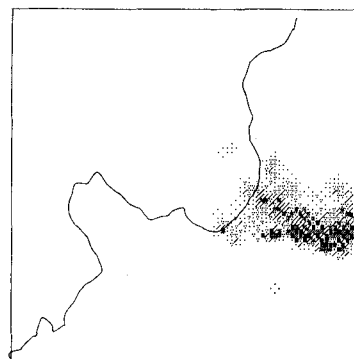


図-19 16時のレーダーエコーを基に推定した3時間後のレーダーエコー強度

5. まとめ

Kao解は地形の効果を考慮しているとはいえ、鉛直風速が水平風速と地形の勾配とに比例しているという仮定を導入している。そのため3次元せん断流方程式に対してKao解を基本解とする摂動方程式を導き、数値解析を行うと、モデルの地形に対しては風の場合の大きな変化が現れた。実地形に対する評価は現在のところ不明であるが、摂動方程式を解くことの有用性が明らかになったものといえる。今後は、今回行えなかった渦動粘性係数の変化による風の場合の違いや、摂動方程式の解析解の導出を行っていく必要があり、更に熱対流を付加したモデルに発展させたいと考えている。

レーダーエコーの推移を3次元で考えたが、風の場合の推定さえ正確であればもっと簡略化し、2次元で表現してもかまわないものと思われる。そうすることにより、計算時間は非常に短くしうる。

【謝辞】

本研究を進めるにあたり開発土木研究所の中津川誠氏、本学低温科学研究所の大学院生佐藤晋介氏にデータの入手他多くの助言を戴いた。記して感謝の意を表す。

【参考文献】

- 1) 長谷川和義、中山恵介、離散渦法による構造物群の抗力係数推定、土木学会第47年会次学術講演会第2部、p.174～175.
- 2) Kao, S. K., An Analytical Solution for Three Dimensional Stationary Flows in the Atmospheric Boundary Layer over Terrain: JOURNAL OF APPLIED METEOROLOGY 1981, P. 386～390.
- 3) 日本機械学会編、「流れの数値シミュレーション」、コロナ社、1986.
- 4) 東京大学出版会編、「数値流体力学」、1992.