

海風時に沿岸部の小丘により生成された乱流運動 エネルギーの輸送特性とその下流部への影響*

— 2次元 $k-\epsilon$ 乱流モデルによる解析 —

高木 久之**・北田 敏 廣***

要 旨

海岸線付近の小丘を越えて侵入する海風を2次元の $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いて解析し、前回の鉛直1次元モデルを用いた解析において、ドップラーソーダ観測により得られた乱流運動エネルギーを再現するために仮定した、風下部での乱流運動エネルギーの移流フラックスの収束を明らかにすることを試みた。解析結果から、小丘付近で大きくなった乱流運動エネルギーは乱流運動エネルギーの移流フラックスの収束という形で風下の乱流運動エネルギーを増大させることがわかり、丘をなくしたケースとの比較から、丘による乱流運動エネルギーの増加は風下約30 km 付近の港区観測地点にも及んでいることがわかった。港区観測点付近における乱流運動エネルギーの水平移流フラックスの大きさは、1次元の解析で仮定した大きさとほぼ等しく、観測結果による乱流運動エネルギーの値も、2次元性の仮定が満足される17時については、ほぼ再現することができた。

1. はじめに

高気圧に覆われ総観規模の気圧傾度の弱い日中には、伊勢湾岸を含む濃尾平野では、最初、12時頃に伊勢湾からの南西系の小規模な海風が吹き始め、やがて、15時過ぎに遠州灘からの南東系の大規模海風に切り換わるという特徴がある(例えば、北田ほか, 1991, 森ほか, 1994)。このように局地風が卓越する日には、大気の流れなどを含む拡散場もこの気流の変化に合わせて局地的な変化をしていると考えられる。大気境界層の日変化を予測する第一歩として筆者らは、簡便な2方程式モデルの1つである $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いて、名古屋市港区でドップラーソーダ観測により得られた乱

流運動エネルギー(k)の鉛直分布を1次元モデルにより診断的に再現することを試みた(高木・北田, 1994)。この中で、13時以前の弱風で混合層高度の高くなる時刻では移流項を考慮しない1次元 $k-\epsilon$ モデルの計算結果が観測値とよく一致した。また、 $k-\epsilon$ モデルに含まれるパラメータ値の検討をすすめて、 ϵ 方程式中の浮力項を制御するパラメータに適切な値を用いることが観測値を再現するために重要であることも明かにした。しかし、海風が発達し、水平風速が強い時刻では、 k の水平移流の効果を含めなければ観測値を再現することが難しいと推定された。特に、15時以降の大規模海風(南東系)時にそれが顕著であった。この南東系の海風時には、風上側にある高さ300 m程度の起伏により生成される乱流運動エネルギーの水平方向移流が影響するのではと推測された。鉛直1次元の解析では、この水平方向移流フラックスの収束効果を適当な k の水平勾配を仮定することにより導入し、計算結果を観測値に合わせるようにして、水平方向移流の効果について検討した。本研究では、観測地点(港区)の風上にある高さ300 m程度の起伏を想定した鉛直2次元の計算領域を用いた解析を行うことにより、

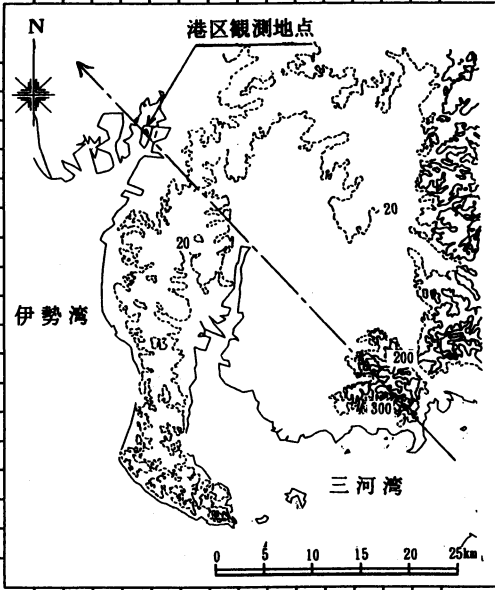
* Transport of turbulent kinetic energy generated in a sea breeze over small hills. -A numerical simulation with a $k-\epsilon$ turbulence model-

** Hisayuki Takagi, 日本気象協会東海本部.

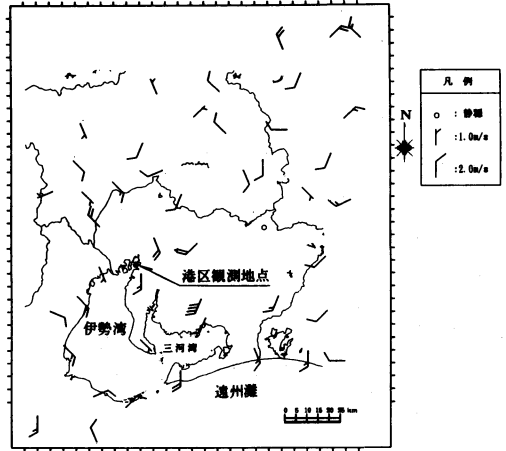
*** Toshihiro Kitada, 豊橋技術科学大学エコロジー工学系.

—1995年4月20日受領—

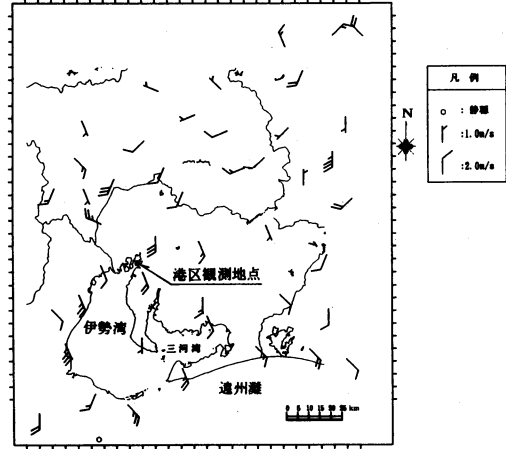
—1996年1月18日受理—



第1図 港区観測地点周辺の等高線。等高線の単位は m。图中、一点鎖線は鉛直 2 次元計算領域の断面位置を示す。



9/ 4/22 12h
(a)



9/ 4/22 17h
(b)

第2図 港区周辺の AMeDAS 地点の風向風速の矢羽根。(a) 12時、(b) 17時。

水平方向移流フラックスの風下部での収束(すなわち、水平移流による風下部での k の増加) を明らかにし、その大きさを評価することを試みた。

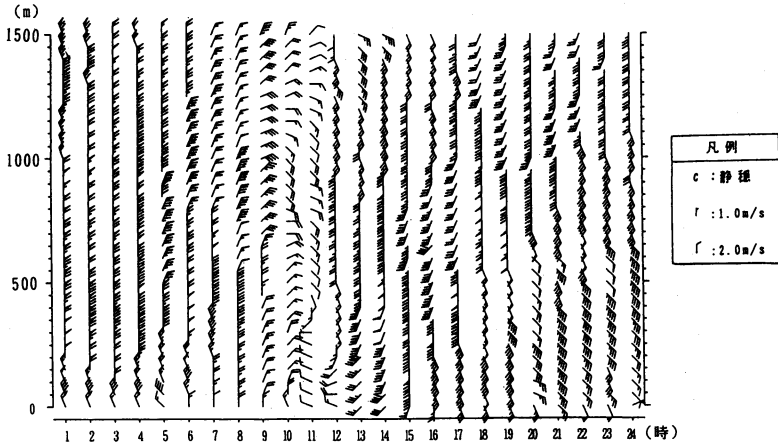
2. 観測結果及び 1 次元 $k-\epsilon$ モデルとの比較

計算対象として選んだ1991年4月22日の天気の概要及び港区観測地点のレーウィンゾンデの観測結果について述べる。レーウィンゾンデの観測結果及びドップラーソーダの観測結果は前報(高木・北田, 1994)で報告しているので、ここではドップラーソーダの観測結果については省略し、レーウィンゾンデの観測結果についても本著の展開に必要な概略にとどめる。

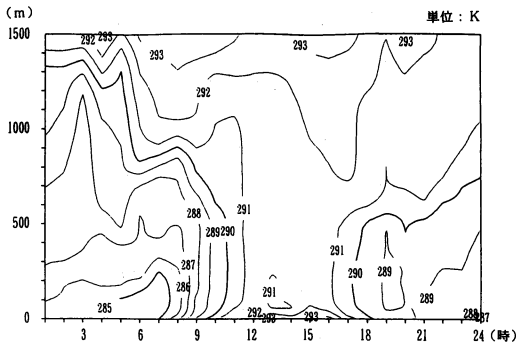
レーウィンゾンデ及びドップラーソーダによる観測が行われた名古屋市港区は濃尾平野の南西部の伊勢湾沿岸に位置する。観測が行われた地点は伊勢湾に面した埋め立て地にあり、西は約 500 m、南は約 1000 m で海岸線に到達する(第1図参照)。4月22日は夕方に高気圧の中心が東海上へぬけるものの、日中はほぼ移動性の高気圧に覆われ気圧傾度がゆるやかな日で、港区においては12時頃に小規模海風、15時ころに大規模海風の前線の通過がみられた。AMeDAS データによる地上の風向風速の変化(第2図)をみると、12時頃は海岸線に垂直な方向に吹く小規模な海風が吹いてお

り、15時以降は遠州灘から内陸にむかう南東系の大規模海風になるため、第2図bに示す17時の風向は港区より南の地域では南～南東系になっている。

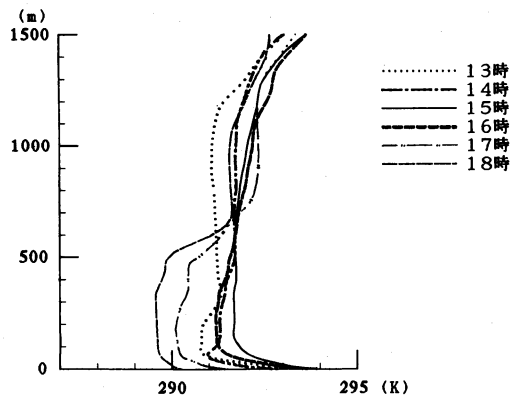
港区地点のレーウィンゾンデ観測による風向風速及び温位の鉛直分布から海風前線が到達する12時以降には以下のような特徴がみられる。12時は混合層高度が最大の 1200 m に達し、下層で伊勢湾からの海風前線が到達し始める(第3図、第4図)。この海風前線の通過にともない、13時以降、下層 300 m 程度に南西風の層ができる(第3図)。15時は伊勢湾からの小規模海風と遠州灘からの大規模の海風の変わり目となってお



第3図 4月22日の港区での風向風速の高度分布.



第4図 4月22日の港区での温位の時間-高度分布の等値線.

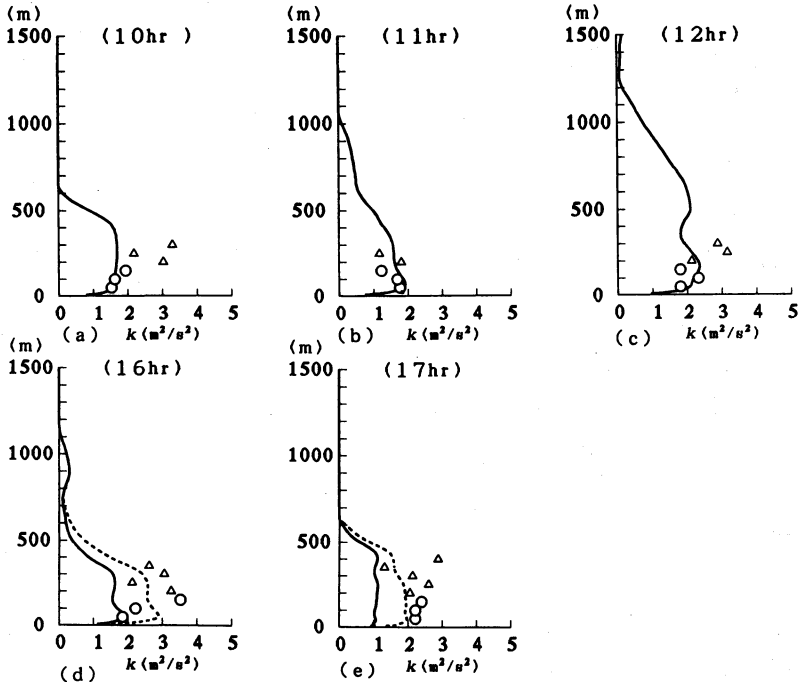


第5図 4月22日の港区での温位の鉛直分布.

り、この時刻以降、下層の海風は南西系から南～南東系に変化する。この南～南東系の大規模海風は、断熱減率または弱不安定な気温減率をもった層であり、かつ、以前にくらべて相対的に冷たい気塊であるため、過熱した地表面との気温差が広がり或いは維持され不安定な混合層が再び発達する。16時以降は、この海風による南南東の風の層ができ、600 m 程度まで断熱減率を持った不安定な混合層が継続する。また、第5図に示す温位の鉛直分布からもわかるように、13、14時及び16時以降は加熱された地面の上に海風による冷氣が侵入するため、海風層内に熱的内部境界層が形成されている。

このような日の大気境界層の日変化を精度良く再現するための第1ステップとして、レーウィンゾンデ観測により得られた風向風速及び気温の鉛直分布を入力値とした鉛直1次元 $k-\epsilon$ モデルにより、ドップラーソーダ観測により得られた乱流運動エネルギー (k) の分布を再現することを試みた(高木・北田, 1994)。

その中で日中混合層の発達する状況(10~13時)では、この1次元 $k-\epsilon$ モデルの結果はドップラーソーダ観測による乱流運動エネルギーとよく一致することが確かめられた(第6図 a~c に10~12時の比較図を示す)。しかし、14時以降海風が発達する状況では、1次元 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果は、ドップラーソーダデータにより得られる値より小さくなっていった(第6図 d, e に16, 17時の比較図を示す)。これらの時刻の風上にあたる南及び南東には地形の起伏があり、特に南東方向には約 300 m の小丘がある(第1図参照)。15時以降、海風が侵入するため、その上部の高度 500 m 程度以上に安定成層ができており、上部への乱れの運動エネルギーの拡散をはばまれている。上部への発展を安定層で制限されたこの厚さ 500 m の流れの中では、高さ 100~300 m の地形起伏により生成した特有の渦が保存されて、平坦な地形上を港区周辺まで輸送されることも考えられる。従って、この効果を計算に



第6図 1次元 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果とドップラーソーダによる観測結果から求めた k の鉛直分布の比較。(a)10時, (b)11時, (c)12時, (d)16時, (e)17時。——1次元 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果。-----1次元 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果(移流項導入)。○ドップラーソーダによる観測値(k)。△ドップラーソーダによる観測値(k)。(データ取得率が80%に満たないため参考値)。

導入するため、1次元のモデルの解析では適当な k の水平勾配を仮定し、計算された k 値がドップラーソーダによる観測結果に近づくように、 k 方程式内の水平移流項の大きさ、すなわち水平方向移流過程の効果を評価した(第6図参照、破線に移流項を含めることにより計算された結果を示す)。その時仮定した k の水平方向勾配の大きさは $4.0 \times 10^{-5} \text{ms}^{-2}$ であり、この値は港区から小丘のある地点までの距離 30 km から考えると小丘付近と港区観測点との k の差が $1.2 \text{m}^2\text{s}^{-2}$ で良いことを意味し、非合理的な値ではないと考えた。従って、これらの時間での乱流運動エネルギーの違いは水平移流項によるものと結論した。

本研究では1次元解析で仮定した k の移流効果、すなわち海風が小丘上を通過することにより乱れがつけられ、その乱れの移流効果が風下約 30 km まで影響することを明らかにするため、2次元の $k-\epsilon$ モデルを用いてこの状況を再現した。

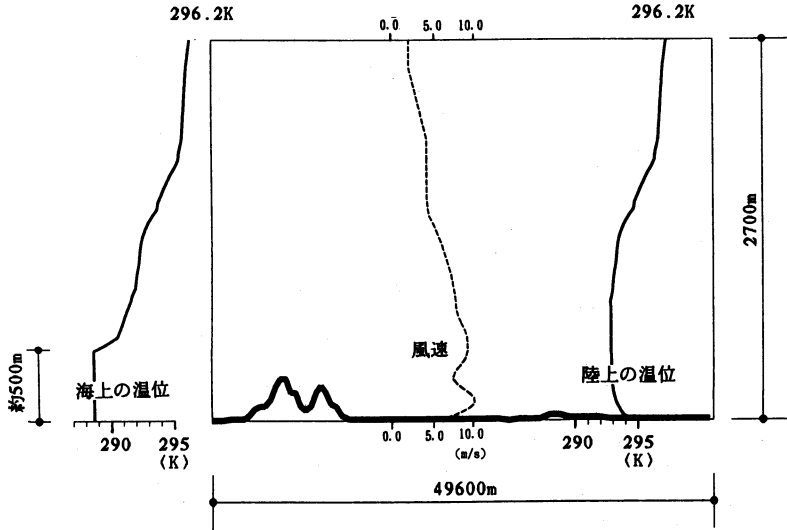
3. 計算方法

本研究では、遠州灘から厚さ 500 m 程度の冷気が内陸へ侵入し、海岸線付近にある高さ約 300 m の丘を通過して約 30 km 風下にある名古屋市港区へ到達する状況を再現した。その過程において生成・輸送される乱流運動エネルギーの解析を試みた。先述のように乱流モデルには筆者らの $k-\epsilon$ モデルを用いた。また簡単化のため、計算領域は鉛直 2 次元面内とした。すなわち、港区観測点での15時の風上方向である南東方向に沿った鉛直 2 次元の断面を計算領域とした(第1図の一点鎖線が断面位置を示し、第7図に計算領域を示す)。

支配方程式系に対しては、地形の効果を導入するために、下記の鉛直方向への座標変換を行った。

$$\sigma(X) = \frac{Z - Z_g(X)}{H(X) - Z_g(X)} = \frac{1}{\Delta H(X)} (Z - Z_g(X)) \quad (1)$$

ここで、 $Z_g(X)$ は平均海面からの地表面の高さ、同じく $H(X)$ は計算領域の上端の高さを示し、 $H(X)$ については今回の計算では一定値とした。この座標系



第7図 計算領域及び温位と風速の初期分布. 実線による鉛直分布が, 海上と陸上の温位分布を示し, 破線は, 風速分布を示す. 太実線は, 地表面の高さを示す.

に変換した方程式系は, 運動方程式については次式となる.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\Delta H U)}{\partial t} + \frac{\partial(\Delta H U U)}{\partial X} + \frac{\partial(\Delta H \dot{\sigma} U)}{\partial \sigma} \\ &= f_1 \Delta H (V - V_g) - C_p \Delta H \Theta \left[\frac{\partial \Pi}{\partial X} - \xi_x \frac{\Gamma \Delta H}{\Theta} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial X} \left[\Delta H \nu_{th} \frac{\partial U}{\partial X} + \xi_x \Delta H \nu_{th} \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right] \\ &+ \xi_x \Delta H \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\nu_{th} \frac{\partial U}{\partial X} + \xi_x \nu_{th} \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right] \\ &+ \frac{1}{\Delta H} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\nu_{tv} \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\Delta H V)}{\partial t} + \frac{\partial(\Delta H H U V)}{\partial X} + \frac{\partial(\Delta H \dot{\sigma} V)}{\partial \sigma} \\ &= -\Delta H f_1 (U - U_g) \\ &+ \frac{\partial}{\partial X} \left[\Delta H \nu_{th} \frac{\partial V}{\partial X} + \xi_x \Delta H \nu_{th} \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right] \\ &+ \xi_x \Delta H \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\nu_{th} \frac{\partial V}{\partial X} + \xi_x \nu_{th} \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right] \\ &+ \frac{1}{\Delta H} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\nu_{tv} \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

ここで Γ は乾燥断熱減率を示し, Π はエクスター関数 ($= (p/p_0)^{R^*/C_p}$, $p_0 = 1013 \text{ hPa}$, C_p は定圧比熱, R^* は乾燥空気の気体定数を表す) を表す. なお, ξ_x は次式で定義される値である.

$$\xi_x = \frac{\partial \sigma(X)}{\partial X} \quad (4)$$

また, $\dot{\sigma}$ は変換された座標系における鉛直方向の風速である.

$$\dot{\sigma} = \frac{W}{\Delta H} + \xi_x U \quad (5)$$

連続の式, 静力学平衡の式は次式となる.

$$\frac{\partial(\Delta H U)}{\partial X} + \frac{\partial(\Delta H \dot{\sigma})}{\partial \sigma} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \sigma} = -\frac{\Gamma \Delta H}{\Theta} \quad (7)$$

熱輸送の式について,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\Delta H \Theta)}{\partial t} + \frac{\partial(\Delta H U \Theta)}{\partial X} + \frac{\partial(\Delta H \dot{\sigma} \Theta)}{\partial \sigma} \\ &= \frac{\partial}{\partial X} \left[\Delta H \frac{\nu_{th}}{\sigma_T} \frac{\partial \Theta}{\partial X} + \xi_x \Delta H \frac{\nu_{th}}{\sigma_T} \frac{\partial \Theta}{\partial \sigma} \right] \\ &+ \xi_x \Delta H \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_T} \frac{\partial \Theta}{\partial X} + \xi_x \frac{\nu_{th}}{\sigma_T} \frac{\partial \Theta}{\partial \sigma} \right] \\ &+ \frac{1}{\Delta H} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\nu_{tv} \frac{\partial \Theta}{\partial \sigma} \right] \end{aligned} \quad (8)$$

乱流運動エネルギー (k), その消散率 (ϵ) の保存式について,

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial(\Delta Hk)}{\partial t} + \frac{\partial(\Delta HUK)}{\partial X} + \frac{\partial(\Delta H\sigma k)}{\partial \sigma} \\
& = \Delta H(P+G-\varepsilon) \\
& \quad + \frac{\partial}{\partial X} \left[\Delta H \frac{v_{th}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial X} + \xi_x \Delta H \frac{v_{th}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial \sigma} \right] \\
& \quad + \xi_x \Delta H \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{v_{th}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial X} + \xi_x \frac{v_{th}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial \sigma} \right] \\
& \quad + \frac{1}{\Delta H} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{v_{tv}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial \sigma} \right] \quad (9) \\
& \frac{\partial(\Delta H\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\Delta HUE)}{\partial X} + \frac{\partial(\Delta H\sigma\varepsilon)}{\partial \sigma} \\
& = C_{1\varepsilon} \Delta H \frac{\varepsilon}{k} (P+C_4\varepsilon G) - C_{2\varepsilon} \Delta H \frac{\varepsilon^2}{k} \\
& \quad + \frac{\partial}{\partial X} \left[\Delta H \frac{v_{th}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial X} + \xi_x \Delta H \frac{v_{th}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \sigma} \right] \\
& \quad + \xi_x \Delta H \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{v_{th}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial X} + \xi_x \frac{v_{th}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \sigma} \right] \\
& \quad + \frac{1}{\Delta H} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{v_{tv}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \sigma} \right] \quad (10)
\end{aligned}$$

ここで、 P 及び G はそれぞれシアー生成項、浮力生成項を表す。

$$P = \frac{1}{\Delta H^2} [\nu_{tv} \left\{ \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right\}^2 + \nu_{tv} \left\{ \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right\}^2] \quad (11)$$

$$G = -\frac{g}{\Theta} \frac{1}{\Delta H} \left[\frac{\nu_{tv}}{\sigma_T} \frac{\partial \Theta}{\partial \sigma} \right] \quad (12)$$

また、鉛直方向の渦拡散係数は次式で与えられる。

$$\nu_{tv} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (13)$$

水平方向の拡散係数は、Leith (1969) により提案された定式化をもとに Pielke (1974) が 2次元の解析に対して用いた定式化

$$\nu_{th} = \alpha (\Delta X)^2 \left[\left\{ \frac{\partial V}{\partial X} \right\}^2 + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial U}{\partial X} \right\}^2 \right]^{(1/2)} \quad (14)$$

を使用し、 $\alpha = 1.41$ (Pielke, 1974) とした。(2)及び(3)式の U_g 及び V_g は、総観規模の気圧傾度から決まる地衡風で、気象官署(岐阜, 津, 浜松)の地上気圧及び気象庁高層気象観測地点(輪島, 潮岬, 浜松)の高層データから求めた気圧傾度から算出し、鉛直方向に変化させた ($U_g = 1.0 \sim 2.0 \text{ ms}^{-1}$, $V_g = -5.0 \sim -2.0 \text{ ms}^{-1}$)。(6)式の乱流 Prandtl 数及び $k-\varepsilon$ モデルのパラメータ値については、前回(高木・北田, 1994)と同じ値を用いた(第1表参照)。

境界条件は以下のように与えた。最下層約 10 m まで constant flux layer を仮定し、下方境界については風速及び温位の境界条件を次式で与えた。

$$(U, V)_n = \frac{(U, V)_3}{(\psi_{m3}/\psi_{mn})} \quad n=1, 2 \quad (15)$$

$$\Theta_2 = \Theta_1 + \frac{\Theta_3 - \Theta_1}{(\psi_{h3} - \psi_{h1}) / (\psi_{h2} - \psi_{h1})} \quad (16)$$

添え字の数字は鉛直方向の格子点番号を示し、 ψ_m, ψ_h は次式で示すように、無次元の普遍関数 ϕ_m, ϕ_h の積分値である。

$$\psi_m(\xi) = \int_{z_{0L}}^{z^L} \frac{\phi_m}{\xi} d\xi \quad (17)$$

$$\psi_h(\xi) = \int_{z_{0L}}^{z^L} \frac{\phi_h}{\xi} d\xi \quad (18)$$

ここで、 ξ は Monin-Obukhov 長さ L により無次元化された鉛直方向の高さで、gradient Richardson 数 Ri を用いて次式から計算した (Businger, 1966)。

$$\xi = Ri \quad (Ri < 0) \quad (19a)$$

$$\xi = Ri / (1 - 6.0 Ri) \quad (Ri \geq 0) \quad (19b)$$

なお、(16)式の Θ_1 は港区観測地で行われていた地上気象の観測結果(丘より風下)及び AMeDAS の蒲郡地点の観測値(丘より風上)を用いて与え、海上については初期条件で示す表層水温の値に固定した。 k 及び ε の下方境界条件は次式により与えた(高木・北田, 1994)。

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \left(1 - \frac{1}{\phi_m(\xi)} \xi \right)^{1/2} \quad (20)$$

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z} (\phi_m(\xi) - \xi) \quad (21)$$

κ は Karman 定数で 0.4 を使い、摩擦速度 u_* は第 3 グリッドの風速を用い次式で与えた。

$$u_* = \kappa \sqrt{(U_3^2 + V_3^2)} / \psi_{m3} \quad (22)$$

ここまで用いられている無次元の普遍関数 ϕ_m, ϕ_h には、近藤 (Kondo, 1975) による定式化を用いた。(17)式の粗度長 z_0 は、地表面の状態や流速等流れそのものによっても変わり得る値であるが、本研究では ESDU (1974) によりまとめられている各種の地表面に対する値を参考に、計算対象としている地域の周辺の状況から、第 2 表に示す 5 つの状態に分類し与えた。また、(18)式の温位の粗度長 z_{0t} は、一定値とし 10 cm とした。上層の境界条件については、水平風速成分、 k 及び ε については勾配 0、温位については勾配一定(勾配は初期値に固定)、圧力 (Π) は初期値に固定とした。

側方境界は、流出条件の場合は Orlanski (1976) の放射境界条件で与え、流入条件の場合は 1 つ前の時点の値に固定した。ただし、 k 及び ε の流入条件については次式で与えた(式中 Φ は、 k 及び ε を表す)。

第1表 モデルパラメーター及び乱流 Prandtl 数

$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	$C_{4\epsilon}$		C_μ	σ_k	σ_ϵ	σ_T
1.44	1.92	安定	0.2	0.09	1.0	1.3	1.0
		不安定	1.0				

$$\Phi^{n+1}_b = (\Phi^n_b + \Phi^{n+1}_{b_1}) / 2 \quad (23)$$

上付き添え字はタイムステップを示し、下付き添え字は水平方向の格子位置を示す (b は境界、 b_1 は境界より1つ内側のグリッド)。なお、鉛直風速成分については、スタaggerド格子を用いるため、最下層の格子点で0とする以外は、側方、上方とも連続の式をそのまま使うことができる。

初期条件については、温位、風速とも解析対象日の15時の港区観測点のレーウィンゾンデの観測結果より地表から2000 mまでの鉛直分布を与え、2000 m以上は気象庁高層気象観測地点の浜松の700 hPa面の値から推定した。陸上では一様にこの分布を与え、海上についても、風速については同様にこの分布を与えた。海上の温位については、下層に冷氣層を仮定し(下層約500 mまでは等温位層とし、その上約100 mに約 0.02 Km^{-1} の温位勾配を持つ層をつくり、陸上の分布に合わせた)、冷氣層の温位は第四管区海上保安本部の四管海洋速報による遠州灘西部の表層水温の観測結果から推定した。本来は風上の分布を用いて初期値を与えるべきであるが、レーウィンゾンデ観測は港区観測点のみであるため、とりあえずこのように与えた。なお、15~17時の上層(500 m以上)には、それ程大きな変化がないため(第3図及び第5図)、与えた初期値は現実から大きく外れていないものと考えている。また、 k については温位の初期分布に従い、不安定な温位勾配の層では $1.0 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ 、安定な層では計算上の最低値とした $0.005 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ とし、平滑化を施した分布を用いた。 ϵ については、 k と同様な分布形とし、その大きさは渦拡散係数が $100 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ 程度になるようにした。

以上示した初期、境界条件のもと、(1)~(14)の方程式系を空間方向には中心差分近似、時間方向には陰解法を用いて離散化し、得られた代数方程式系を反復法により解いた。なお、(2)、(3)及び(8)~(10)式には、座標変換により交差微分の項が表れる。これらの方程式系を安定に解くには、陰解法と陽解法を組み合わせることが必要で、交差微分の項(下線で示す)についてのみ陽的に離散化した。離散化には、スタaggerドグリッドを用いた。格子幅は、水平方向には丘の付近で細かく(500 m)、その他の領域では1000 mとし、鉛直

第2表 粗度長

海上	開けた土地 (田畑等)	小さな街	都市	森林
1 cm	10 cm	30 cm	50 cm	100 cm

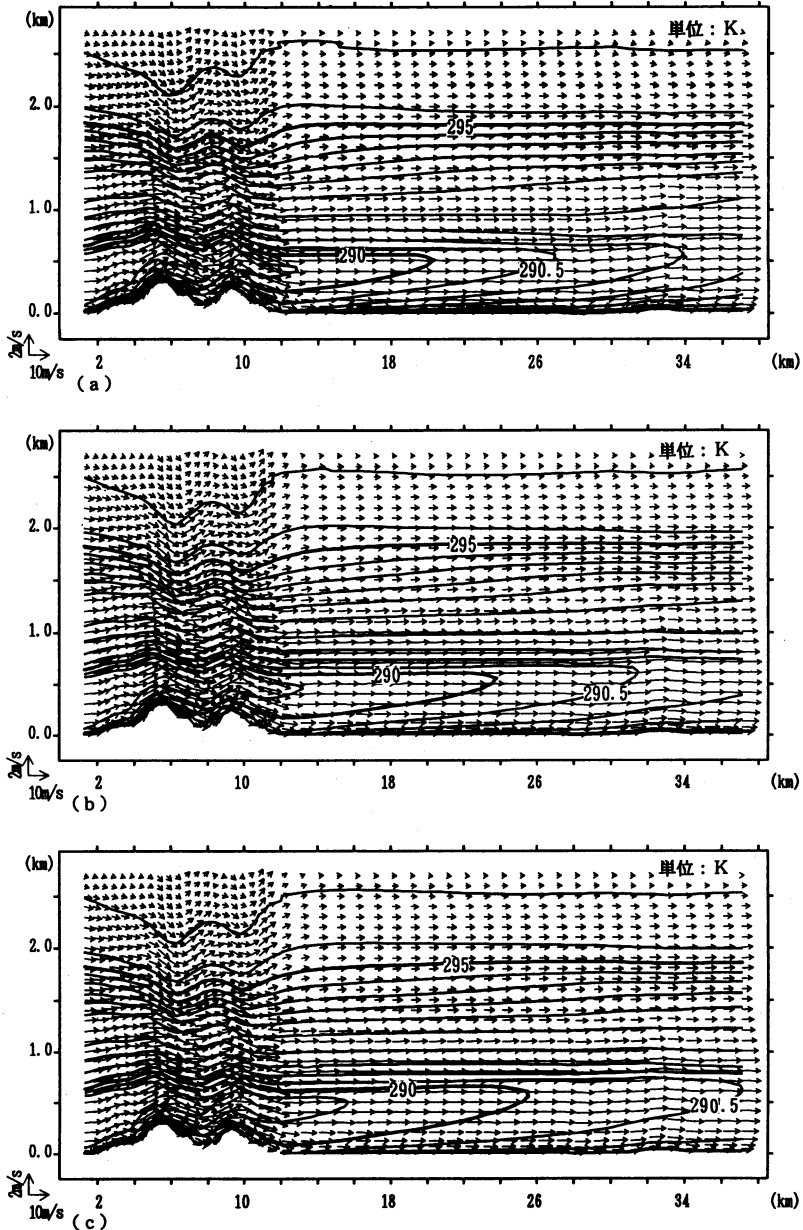
方向には上層で50 mで、下層ほど細かくした(最下層で3 m)。解析は初期値とした15時から始め、120分後の17時まで行った。

4. 結果及び考察

4.1 小丘を越える気流

第8図に、計算開始60分後(16時)、90分後(16時30分)、120分後(17時)の温位の等値線及び風向風速のベクトル図を示す(水平方向の目盛りは海岸線を0とした距離、以降、水平方向の目盛りはこの定義に従う)。領域の左側から導入された海上大気は、60分で領域右端に達し第8図aに示されている流れ場が達成される。第8図は、陸域の加熱された表面上に風上から海上の安定冷気が侵入することにより、下層に不安定な温位勾配を持つ約600 m程度の熱的内部境界層が形成されていることを示す。約500 mの厚さを持つ内部境界層は、小丘を越えたあと漸増し、最終的に600 m程度になる。冷気の侵入と地上気温が下がるため、時間とともに境界層内の温位は下がり、風下約30 kmの地点では計算開始後60分後には初期(約292 K)より約0.5 K下がり、120分後には約1.4 K下がっている。

ところで、今回計算しているような山(丘)を下方境界条件とする山越え気流に伴う代表的な現象として、おろし風や風下山岳波などがある。おろし風は、山を越えた気流が風下側の山腹・山麓に吹き下る現象で、時として被害を伴う強風を発生させ、代表的な例として愛媛県のみまじ風(古川, 1966)、兵庫県のみまじ風(横田・田中, 1992)、ユーゴスラビアのBora (Smith, 1987)などがある。hydraulic jumpを伴うおろし風は浅水流体のtransitional flowとの類似から推論されることがあり(秋山, 1956; Saito, 1992など)、今回の条件をSaito (1992)に示されている山を越える浅水流のレジーム図にあてはめると、初期条件として与えた海風層の平均風速 $U = 8.0 \text{ ms}^{-1}$ 、海風(冷氣)の厚さ $h_0 = 500 \text{ m}$ からフルード数 $F_0 = U / (g h_0)^{1/2}$ は0.11となり、上流の流体の深さで無次元化した山の高さ $M_c = m_c / h_0$ は、丘の高さ300 mから0.6となり、流れが山の上で加速するsub-critical flowとなってhydraulic jumpは起こらない領域に入る。実際、第8

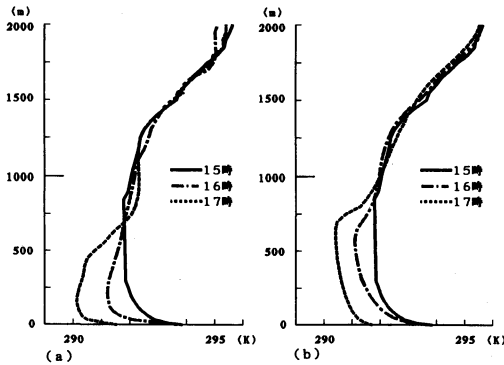


第8図 温位分布の等値線及びベクトル図。(a) 60分後(16時), (b) 90分後(16時30分), (c) 120分後(17時) 水平方向の距離を示す目盛りは海岸線からの距離を示す。

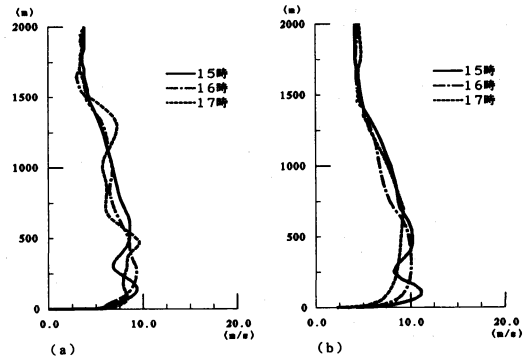
図のベクトル図から流れは山頂付近で加速されており、丘の風下には hydraulic jump はみられない。

また、風下山岳波は山脈によって励起された内部重力波が成層や風速シアによって生成される導波管内を風下側に伝わる波動現象で、衛星写真などでも波列状の雲として視覚化されることがある(例えば、小花,

1979)。今回の計算対象としている条件においても、境界層の上の安定度、風速及び丘により励起される波数から、プラントバイサラの振動数 $N=0.014s^{-1}$ 、丘の間隔 $L=約 4 km$ より $k=2\pi/L=1.57\times 10^{-3}m^{-1}$ 、 $U=8.0 ms^{-1}$ とすると、内部重力波が起きる条件 (Gill, 1982)



第9図 温位の鉛直分布の比較。(a) 観測結果, (b) $k-\epsilon$ モデルによる計算結果. 15時は初期値として与えたため, 計算結果と観測結果は同じとなっている.



第10図 風速の鉛直分布の比較。(a) 観測結果, (b) $k-\epsilon$ モデルによる計算結果. 15時は初期値として与えたため, 計算結果と観測結果は同じとなっている.

$$kU < N \quad (29)$$

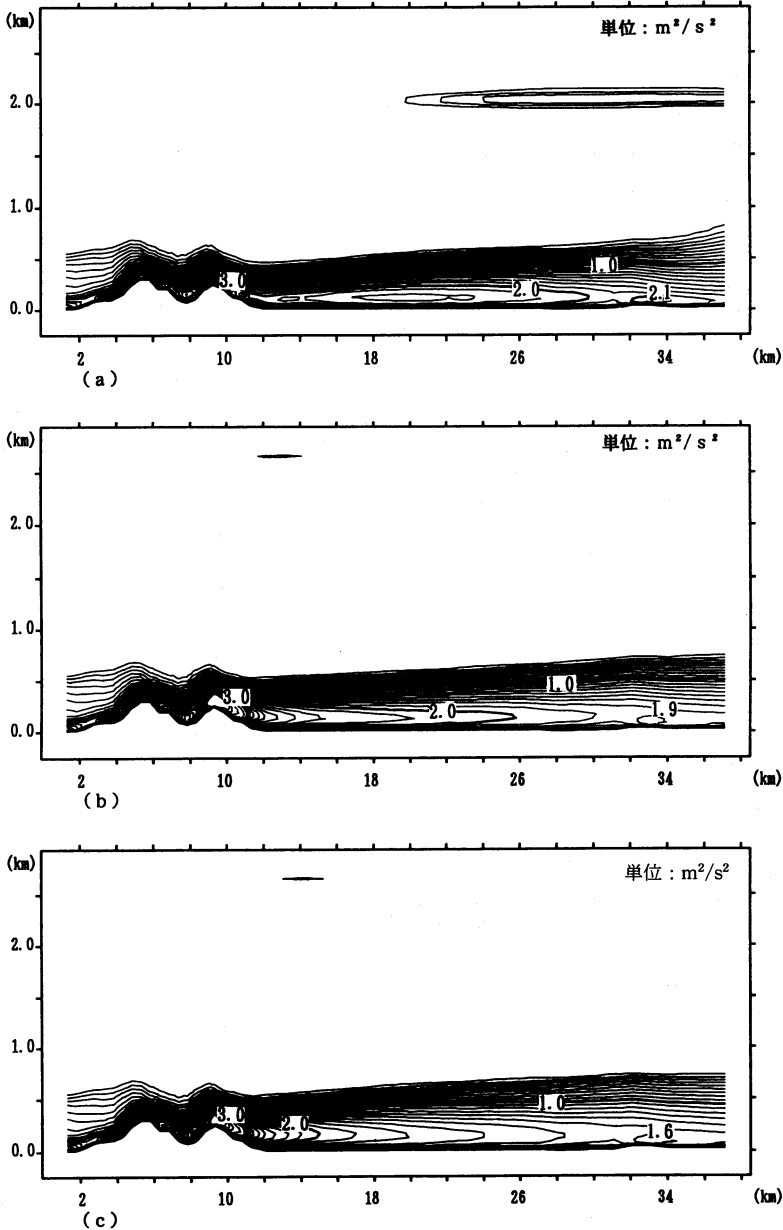
を満足している. 第8図に示した温位分布の等値線にも, 内部重力波によるものと思われる波面がみられるが, 丘付近に限られている. これは静力学平衡を仮定したモデルを使用しているため波面から直角な方向で風下に伝わる波を再現できないためと考えられるが, 4.2節以降の考察では境界層内部の乱流運動エネルギーについて対象とするため, 上層での内部重力波の影響は小さいものとして, この結果を用いて考察を進めた.

次に, 観測結果と計算結果の比較を示す. 丘より風下約 30 km (すなわち港区観測地点に相当) における16時と17時の計算結果の温位及び風速の鉛直分布と, 港区におけるレーウィンゾンデ観測による温位及び風速の鉛直分布の比較を第9図及び第10図に示す(15時は初期値として与えているが, 比較を分かり易くするため示した). 第9図に示す温位の鉛直分布の比較から, 計算結果では下層の混合が強いため気温減率がやや弱く, また内部境界層の高さがやや高くなっているものの, 冷気が侵入して内部境界層が形成される状況が再現されており, 境界層内の温位もおおよそ一致している. なお, 計算結果の下層の混合がやや強くなっているのは, 実際の気象は3次的に移流するため, 港区観測地点には, 丘を通過しないで伊勢湾方向から到達する気塊も含まれるためと考えられる. 第10図に示す風速の鉛直分布の比較でも, 計算結果の方が風速の強い層の厚みがやや厚いものの, 15~17時にかけて観測と計算結果の両者はほぼ一致している. 以上の風速と温位の鉛直分布の比較からは, 計算結果はほぼ妥

当なものであると考えられる.

4.2 小丘の背後に生成される乱流運動エネルギー

第11図に乱流運動エネルギー (k) の分布を示す. この図より, 丘の背後で乱流運動エネルギー (k) が大きくなっており, 風下へむかって徐々に小さくなる分布になっていることがわかる. このように丘付近の乱流運動エネルギーが大きくなるのは, 第12図に示す風速の分布からも明かなように, 丘付近の風速のシアーによる乱れ生成によるものと考えられる. また, 徐々に小さくなる k 値の分布から, 移流フラックスの収束に伴い, 丘で生成された乱流運動エネルギーが, 観測地点 (約 $x=36$ km) 付近での k 値に影響を及ぼしていると考えられる. このことを詳しく考察するため, 第13図に k 方程式の各項寄与の水平分布図を示す (17時, 高さ約 200 m, 時間変化及び水平移流項に対する目盛りが異なる). この図より, 丘付近ではシアー生成の寄与が大きい, この項が大きな範囲は丘付近に限られる. また, 風下では浮力生成の項が大きくなっており, 熱的に不安定な状態であることも k 値が比較的大きく保たれることに寄与している. 水平移流項は, 丘付近の風下で最大となり徐々に小さくなるが, $x=40$ km を越えても正の値 (k 値を生成) を保っており, 観測地点 ($x=36$ km 付近) においても, 風上から k 値の輸送があることを示している. なお, 水平移流項の大きさは浮力生成項やシアー生成に比べると1割程度であるが, 前回 (高木・北田, 1994) の考察で述べたように, 移流項は k 方程式内での釣合を変えることで k 値生成に影響するため, 比較的小きな値でも影響を与えると考えられる. また, 水平移流項が, $x=32$

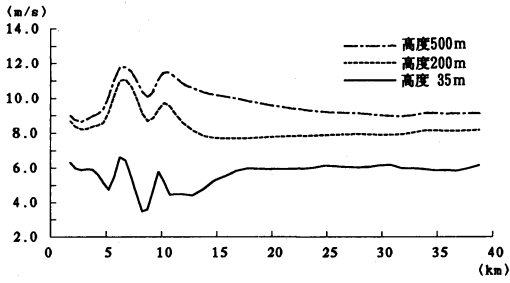


第11図 乱流運動エネルギー分布の等値線。(a) 60分後(16時), (b) 90分後(16時30分), (c) 120分後(17時).

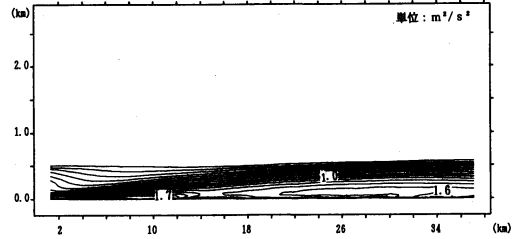
km 付近でやや大きくなっているが、これは、この付近に約 40 m 程度の起伏があることと粗度がやや大きくなっているため、それより風下である観測地点付近の k 値には、この付近で生成される k 値の影響も含まれているものと考えられる。

以上の考察をまとめると、丘があることにより風上(丘付近)で k 値が大きくなり、風上での k 値増加が移

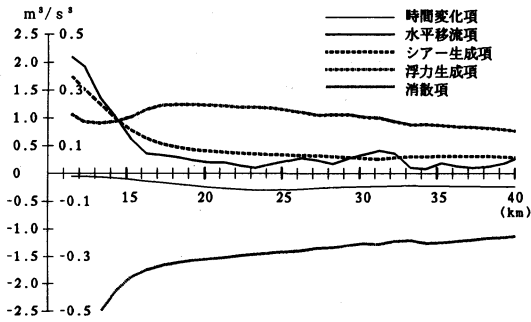
流フラックスの収束として、風下の k 値増加に寄与していることが明らかになった。また、風下では浮力生成により k 値が比較的大きく保たれることもあり、移流フラックスの収束は風下約 30 km (観測地点) を越える地点まで続いていることがわかった。しかしながら、移流フラックスの収束の全てが風上の丘によるものとは限らず、風下約 30 km 付近(観測地点付近)の



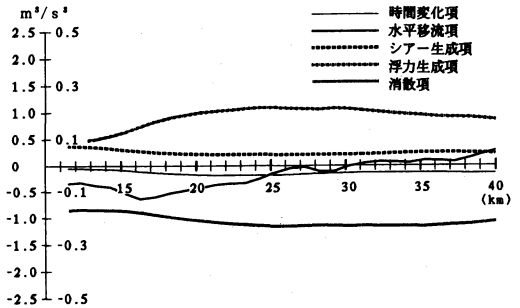
第12図 風速の水平分布



第14図 ケース2の乱流運動エネルギー分布の等値線(17時).



第13図 k 方程式の各項寄与の水平分布 (17時, 高度約 200 m). 目盛りは左側がシアー生成項, 浮力生成項, 消散項. 右側が時間変化項及び水平移流項に対するものである.



第15図 ケース2の k 方程式の各項寄与の水平分布(17時, 高度約 200 m). 目盛りは左側がシアー生成項, 浮力生成項, 消散項. 右側が時間変化項及び水平移流項に対するものである.

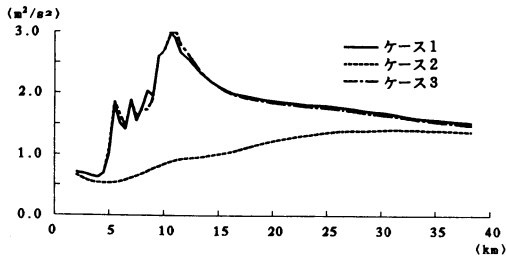
移流フラックスの収束を、丘の効果と断言するには、丘の効果について詳しく検討する必要がある。従って、次節以降では、丘をなくしたケースとの比較を含め丘による k 値増加の効果について検討する。

4.3 小丘による k 値の増加の効果

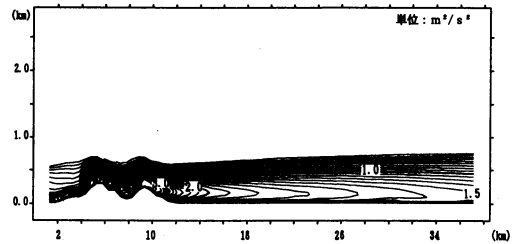
前節では、丘の背後で k 値が大きくなり、それに伴い移流フラックスの収束があることを明らかにした。この節では、風下 30 km を越えて続く移流フラックスの収束が丘による効果であるかを明らかにするため、丘をなくしたケースとの比較を行い、丘による k 値増加の範囲などについて考察する。比較のため計算した丘なしのケース（以降この節ではケース2と呼ぶ、前節の結果をケース1と呼ぶ）は、温位や風速の初期条件及び下層の気温や粗度などの境界条件は同じにし、風上にある丘を無くしたことのみが異なる。また、風下約 25 km ($x=32$ km 付近) の地点は 40 m 程度の起伏があることに加え、街となっているため粗度が大きくなっており、前節でも述べたように、観測地点の k 値の分布がこれらの影響を受けることも推測される。そこで、この起伏と粗度が大きくなることの影響

についても調べるため、この起伏をなくし、丘より風下での粗度を平均的な値 (10 cm) とした丘ありのケース (ケース3) についても計算を行った。

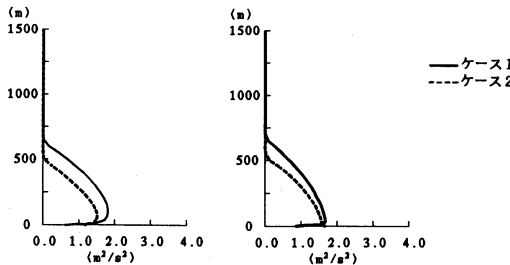
第14図にケース2の k の分布を示す。風上の粗度が大きい地点で(森林として与えた地域, $x=8$ km 付近) k 値がやや大きくなり、風下 ($x=24$ km 以上) においても熱的に不安定になるため k 値が大きくなっている。 $x=8$ km 付近の k 値の増加はケース1 (第11図) に比較すると小さくなっており、移流フラックスの収束も狭い範囲に限られている。これは、第15図に示す k 値の各項寄与の水平分布からも明らかで、ケース1 (第12図) に比較して、 $x=10$ km 付近のシアー生成は小さく、移流項についても、 $x=25$ km 付近までは負 (k を小さくする方向) の値となり移流フラックスの収束はみられない。従って、ケース1のような丘付近での大きなシアー生成がない場合は、 $x=10$ km 付近では移流フラックスの収束がおきないことがわかった。しかし、ケース2においても $x=25$ km を越えると水平移流項が正の値となっており、丘がない場合でも $x=25$ km より風下では移流フラックスの収束がある



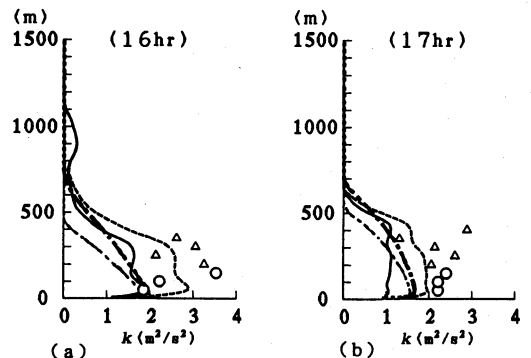
第16図 乱流運動エネルギーの水平分布の比較 (17時, 高度約 200 m).



第18図 ケース3の乱流運動エネルギー分布の等値線 (17時).



第17図 乱流運動エネルギーの水平分布の比較 (17時). (a) $x=25$ km, (b) $x=36$ km (観測地点付近).



第19図 乱流運動エネルギーの鉛直分布の比較 ($x=36$ km). (a) 16時, (b) 17時. —・— 2次元 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果. — 1次元 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果 (丘なし). — 1次元 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果 (移流項導入). ○ドップラーソーダによる観測値 (k). △ドップラーソーダによる観測値 (k) (データ取得率が80%に満たないため参考値).

ことを示している。このことは、前節で述べたケース1の移流フラックスの収束の原因が、丘のみによるものとは言えないことを示している。

そこで、第16図に示すようにケース1と2の k 値の水平分布の比較 (高度は、ケース1において k 値がほぼ最大となる200 mとした) から、丘による k 値の増加を評価することを試みた。この図の2つのケースの差が丘による k 値の増加を示すものと考えられ、丘付近 ($x=10$ km) で k 値増加が最も大きく、その差は約 $2.0 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ となっておりケース2の約2倍の大きさになっている。この差は風下に向かって徐々に小さくなっており、丘による k 値増加の効果が小さくなっていることを示している。観測地点付近 ($x=36$ km) については、この差は小さくなっているものの、 $0.2 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ (ケース2を約15%大きくする) 程度の k 値増加が認められる。また、第17図に示す鉛直分布の比較から、丘による効果は上層の k 値の増加に、より大きく表れており、丘による k 値増加が顕著な $x=25$ km付近では、ケース1の k 値が大きいくだけでなく、鉛直方向の広がりも大きくなっていることがわかる。 $x=36$ kmの観測地点付近でも、上層における k 値の増加がより大きくなっている。

ここまでの比較結果をまとめると、丘があることに

より、丘付近においてはシア生成が大きくなることにより k 値が増加し、その影響が丘の風下約30 kmの地点においても認められることがわかった (第16図参照)。なお、消散項の影響により、丘の効果で生成した乱流運動エネルギーも風下方向に減衰していく (第16図ケース1)。しかしながら第16図は、このような効果が風下30 km近くの地点においても、なお $0.2 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ 程度 k 値を増加させることを示す。

次に、ケース3との比較を考える。第18図にケース3の k の等値線の分布を示す。ケース1 (第11図) と異なり、 $x=34$ km付近に見られる極値はなくなっており、風下での k 値もわずかに、小さくなっている ($x=36$ km 地点で $0.05 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ 程度、約3%の違い)。しかしながら、丘から風下への水平分布は、ほとんど差がない (第16図参照)。従って、この付近にあった起

伏や粗度の増加は、わずかに k 値増加に影響するが、上流部の丘の效果に比較して小さいことがわかる。

以上のケース 2 及びケース 3 のケース 1 に対する比較をまとめると、観測地点である $x=36$ km 付近でも、丘による k 値増加があること、また、 $x=32$ km 付近の小さな起伏は、わずかに k 値増加に寄与するものの、その大きさは丘による效果に比較すると小さいことがわかった。

4.4 風下観測点(港区)における k 値の鉛直分布の比較: 観測結果と計算結果の比較

4.2節では、丘があることにより強められた乱流運動エネルギーが移流により風下の k 値に影響していることがわかった。また、4.3節では、丘の效果を評価することを試み、丘による k 値の増加は、丘の背後で最も大きく約 $2.0 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ 、風下では徐々に小さくなるが、観測地点付近においても $0.2 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ 程度あることを明らかにした。従って、観測地点の k の移流フラックスのすべてが丘の效果によるものではないが、前回の解析(高木・北田, 1994)で仮定した“丘により強められた k の移流フラックスの収束”があることは確認された。前回の 1 次元の解析では k の移流フラックスの大きさを適当な k の流れ方向の勾配により仮定した。この節では、計算結果から求められる水平移流項の大きさを前回の 1 次元解析で仮定した水平移流項の大きさ (k の水平勾配)と比較し、1次元計算で仮定した水平移流項の大きさの妥当性について考察する。さらに、今回の計算で得られた k 値の鉛直分布とドップラーソーダデータによるそれとを比較する。

まず、港区観測点付近 ($x=36$ km, 高度 200 m) の移流フラックスを考える。 k 値の増加には、移流フラックスの収束が継続していることが必要であるため、15~16時と16~17時の平均した水平移流フラックスにより評価した。算出した値は、それぞれ $3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ 、 $2.8 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ となり、前回の計算で仮定した $3.2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ ($4.0 \times 10^{-5} \text{ ms}^{-2} \times 8.0 \text{ ms}^{-1}$) とほぼ同じ値になる。このことは、前回仮定した水平移流項の大きさがほぼ妥当であったことを示している。

次に、 k 値の鉛直分布の比較を行う。第19図に比較結果を示す(1次元解析の結果の鉛直分布及び前節で計算した丘なしの結果も同時に示す)。鉛直分布の比較は、 $x=36$ km の地点で行った。16時の比較では、今回の結果(2次元丘あり)は、1次元の移流効果なしの結果よりはやや大きくなっているが、ドップラーソーダデータとの差は大きい。また、同時に示した 2

次元丘なしの結果は1次元の移流項なしの結果と比べても小さくなっている。16時における2次元の計算結果と観測結果の違いが大きかったのは、15時が小規模海風と大規模海風の変わり目であるため、16時の観測結果には変化前の風の影響も残っており、変化後の風との鉛直方向及び水平方向のシア(第3図参照)による k 値の増加もあると考えられ、2次元の計算結果にはそのような効果が含まれず小さくなったものと考えられる。それに対し、17時では現実の流れ場において比較的2次元性の仮定が良く保たれているため、今回の計算結果はドップラーソーダデータよりやや小さいものの、近い値となっている。また、同時に示した丘なしの結果は1次元の移流項なしの結果より大きくなっているが、これは、4.3節で示したように、丘がない場合でも移流フラックスの収束があるためと考えられる。また、4.3節で示したように、上流部の丘による効果は下流部における上層の k 値の増加としてより良く表れるが、高度 200 m 以上のドップラーソーダとの比較からすると、丘がある結果の方がより観測値に近くなっている。

以上の考察をまとめると、計算結果から求められる k の移流フラックスの大きさは前回の1次元の計算で仮定した値とほぼ等しく、前回の仮定は比較的妥当なものである。また、 k 値の鉛直分布の比較では、16時の結果では差が大きいが、17時については近い値となり、沿岸部の小丘等の2次元地形を考慮した k - ϵ モデルによるシミュレーションにより、ドップラーソーダデータによる k 値をほぼ再現できることがわかった。

5. まとめ

鉛直 2 次元面内の k - ϵ モデルを用いて、海岸線付近の小丘を越えて侵入する海風の数値解析を行った結果、以下の結論が得られた。

1) 丘付近で大きくなった乱流運動エネルギーは移流の效果により、風下の乱流運動エネルギー分布に影響を与える(第16図参照)。特に、高度 200 m 程度以上の上層で影響が持続する(第17図参照)。

2) 丘による k 値増加の效果は、風下へ進むに従い徐々に小さくなるが、観測地点付近 ($x=36$ km; 小丘の風下約 30 km) においてもその效果があり、その地点での k 値に対する丘の效果は、高度 200 m で約 15% 程度(第16図参照)と見積もられる。1) で述べたように、この割合は上層でより大きくなる。

3) 観測地点付近での乱流運動エネルギーの移流フ

ラックスの収束による k の生成速度の大きさは、1次元の解析で仮定した大きさとほぼ等しい。

4) ドップラーソーダデータと計算された k 値の比較から、海風システムの特有の変化に基づく水平及び鉛直方向の風向の変化の影響が残っている16時の結果では流れの二次元性を仮定した本計算の k 値は観測値に比べて小さくなるが、この流れの二次元性の仮定がほぼ満足される17時についてはドップラーソーダデータによる k 値をおおよそ再現できる。

訂正とお詫び

前回の論文(高木・北田, 1994)の4.3節の中では、仮定した k の水平勾配は $4.0 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-2}$ となっておりますが、これは、 $4.0 \times 10^{-5} \text{ ms}^{-2}$ の誤りです。お詫びして訂正させていただきます。なお、本論文では正しい値を参照しております。

謝 辞

本研究遂行にあたり、気象協会東海本部内で便宜を図って頂いた調査部環境調査課長の筑紫文夫氏に感謝いたします。

参 考 文 献

秋山敏男, 1956: やまじ風の機構に対する考察(2), 研究時報, 8, 15-29.
 Businger, J. A., 1966: Transfer of heat and momentum in the atmospheric layer, Prog. Arct. Heat Budget and Atmospheric Circulation, Santa Monica, Calif., Land Corp., 305-332.
 ESUD, 1976: Characteristics of atmospheric turbulence near the ground, part 3; variation in space and time for strong winds (neutral atmosphere), Item 75001, 1-27.
 古川武彦, 1966: やまじ風について, 天気, 13, 261-268.

Gill, A. E., 1982: Atmosphere-Ocean dynamics, Academic Press, 268-274.

北田敏廣, 国井克彦, 久保田庄三, 1991: 地域規模の土地利用変化に伴う大気環境の変化-濃尾平野の10年間(1975-1985)を例に-, 土木学会衛生工学研究論文, 27, 117-127.

Kondo, J., 1975: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions, Bound-Layer Meteor., 9, 91-112.

Leith, C. E., 1969: Two dimensional eddy viscosity coefficients, Proc. WMO/IUGG Symp. Numerical Wea. Prediction, 26 November-4 December, 1968, Meteor. Soc. Japan, Tokyo, 1-41 to 1-44.

森 博明, 小川 弘, 北田敏廣, 1994: 濃尾平野における海陸風の特徴と広域海風の出現条件, 天気, 41, 379-385.

小花隆司, 1979: 船首波形の波状雲, 天気, 26, 130-132.

Orlanski, I., 1976: A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows, J. Comput. Phys. 21, 251-269.

Pielke, R. A., 1974: A comparison of three-dimensional and two-dimensional numerical predictions of sea breeze, J. Atmos. Sci., 31, 1577-1585.

Saito, K., 1992: Shallow water flow having a lee hydraulic jump over a mountain range in a channel of variable width, J. Meteor. Soc. Japan, 70, 775-782.

Smith, R. B., 1978: Aerial observations of the Yugoslavian Bora, J. Atmos. Sci., 44, 269-297.

高木久之, 北田敏廣, 1994: ドップラーソーダによる大気境界層下部の乱れの鉛直分布とその k - ϵ 乱流モデルによる解析, 天気, 41, 827-846.

横田 寛, 中島 肇, 1992: 六甲おろしに伴う風下側のロール雲, 天気, 39, 469-471.