

豊橋技術科学大学 学生員○高木久之

学生員 木村哲也

正会員 北田敏廣

1. はじめに 海陸風が沿岸都市の大気汚染に極めて重要な役割を果たすことが知られている。海陸風現象を明かにするために、すでに流れの場のみでなく乱れの場を含めた数値解析の研究が鉛直面内二次領域に対して $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いて行なわれており定性的には合理的な結果が得られている(北田他, 1987 a, b)。本研究では、我が国の沿岸地域として一般にみられる半島地域を取り上げ、 $k-\epsilon$ 乱流モデルによる三次元数値解析を行なった。

2. 解析方法 計算領域は図1に示す三次元領域である。支配方程式を以下に示す。本研究では、これらの方程式をコントロールボリューム法を用いて差分化した。得られた非線形方程式系をiterative に扱う際に解かねばならない線形代数方程式系は、チェッカーボードS.O.R.法を用いて解いた。計算にあたっては高さ31m までを中立のconstant flux layer と仮定した。地表気温は、午前8時に海面気温と等しく午後2時に海陸気温差 5Kとなるように正弦関数で与えた(海面気温は一日中一定(283.15K))。

＜運動方程式＞

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = f_1 V - f_2 W - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\nu_{tx} \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu_{ty} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\nu_{tz} \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial z} \right) \right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -f_1 U - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\nu_{tx} \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu_{ty} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\nu_{tz} \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial z} \right) \right] \quad (2)$$

＜連続の式＞

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

＜静力学平衡の式＞

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = -g \quad (4)$$

＜熱輸送の式＞

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + U \frac{\partial \theta}{\partial x} + V \frac{\partial \theta}{\partial y} + W \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_{tx}}{\sigma_T} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_{ty}}{\sigma_T} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_{tz}}{\sigma_T} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \quad (5)$$

＜k (乱流運動エネルギー) および ϵ (消散速度) に関する輸送方程式＞

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial y} + W \frac{\partial k}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\nu_{tx}}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\nu_{ty}}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{\nu_{tz}}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right] + \nu_{tx} \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right\} \\ &+ \nu_{ty} \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right\} - \beta g \frac{\nu_{tz}}{\sigma_k} \frac{\partial \theta}{\partial z} - \epsilon \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + V \frac{\partial \epsilon}{\partial y} + W \frac{\partial \epsilon}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\nu_{tx}}{\sigma_\epsilon} + \nu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\nu_{ty}}{\sigma_\epsilon} + \nu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{\nu_{tz}}{\sigma_\epsilon} + \nu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} \nu_{tx} \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right\} \\ &+ \nu_{ty} \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right\} - (1 - C_{2\epsilon}) \beta g \frac{\nu_{tz}}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \theta}{\partial z} - C_{3\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\nu_{tx} = C_{\mu} \frac{k}{\epsilon} \quad (8)$$

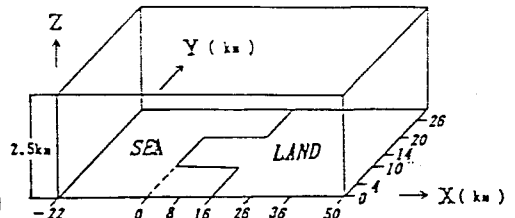


図1 三次元計算領域

ここに U, V, W はそれぞれ流速の x, y, z 方向成分、 P は圧力、 θ は温位を表わす。

密度 ρ , P , θ , 温度 T の間には次の関係がある。

$$P = \rho R^* T, \quad \theta = T (P_0 / P)^{R^*/C_p}$$

$$R^* = 0.287 \times 10^3 \text{ J K}^{-1} \text{ K}^{-1},$$

$$C_p = 1.01 \times 10^3 \text{ J K}^{-1} \text{ K}^{-1},$$

$$P_0 = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa. } (=1013 \text{ mb})$$

$$g \text{ は重力加速度 } (=9.8 \text{ m/s}^2)$$

$$f_1, f_2 \text{ は Coriolis パラメーター}$$

$$\nu \text{ は空気分子粘性係数 } (=0.14 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s})$$

$$\nu_{tx}, \nu_{ty}, \nu_{tz} \text{ はそれぞれ運動量の鉛直}$$

$$\text{水平方向乱流拡散係数}$$

$$\nu_{tx}, \nu_{ty} = 1000 \text{ m}^2/\text{s}$$

$$\sigma_T \text{ は乱流 Prandtl 数である。}$$

$$\beta \text{ は空気の体積膨張率 } (=3.53 \times 10^{-3})$$

$$C_{\mu} = 0.09, C_{1\epsilon} = 1.44, C_{2\epsilon} = 1.3$$

$$\sigma_k = 1, \sigma_T = 1, \sigma_\epsilon = 1.3$$

$$C_{3\epsilon} = 1 \text{ (安定成層)}, 0 \text{ (不安定成層)}$$

3. 結果と考察 (1) 半島上には、三方向の海からの海風による収束場が形成された。この収束に伴って生じる水平・鉛直方向シアーによる k の生成や鉛直風による k の輸送が、海風の影響域での不安定層の拡大に寄与したと推測する。図2は、本研究で得られた15時における乱流拡散係数の x - z 断面内分布を示し、図3は、二次元モデルの場合の同様の図を示す。これらの二つの図の比較は、上述のことを明瞭に示している。

(2) 海陸前線が侵入する前の内陸混合層内の流れ場、温位場、乱れ場には、 y - z 断面での y 方向への変化がなく、それらは二次元的(x - z 断面)な構造を示した(図4)。

(3) 図5は、16時における海風前線付近($x=26$ km)での乱流拡散係数の y - z 断面内分布を示す。 $y=12\sim13$ kmにある流れの収束は、半島上の収束構造が内陸へ輸送されたためと推測する。すなわち、半島上での海風収束により形成された一対の平行ロール渦(縦渦)が、海風が内陸に進むにつれて、その端を内陸に伸ばしていくことを示している。すなわち、16時において半島の付け根から内陸方向へ10 km地点でもこの縦渦が存在している。

4. おわりに 本研究では、三次元解析により半島上で形成された一対の縦渦構造が内陸に運ばれることを示した。このことは、例えば、半島上の収束に伴う強い上昇流が内陸へ持ち込まれることを意味している。

一般に、半島地形を対象としたメソスケール流れの解析は、我が国でも環境問題との関連が実用的に有用性が高い。更に半島幅、一般流の有無、海上での安定層の度合などをパラメータとした流れの解析が必要である。

(参考文献)

- *) 北田, 松浦, 小原 (1987a) : 海風前線の通過に伴う拡散場の変化— $k-\epsilon$ 乱流モデルによる—, 衛生工学研究論文集, 23, 103-113.
- Kitada (1987b) : Turbulence structure of sea breeze front and its implication in air pollution transport. *Bound.-layer Meteor.*, 41, 217-239.

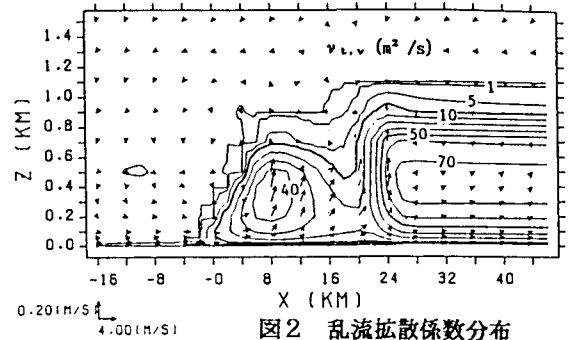


図2 乱流拡散係数分布
($y=14$ km, 15時)

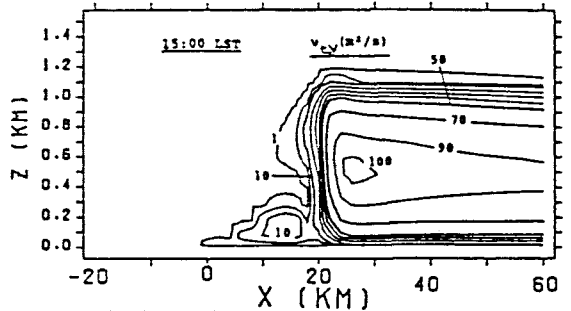


図3 乱流拡散係数分布
(二次元モデル, 北田他, 1987a)*)

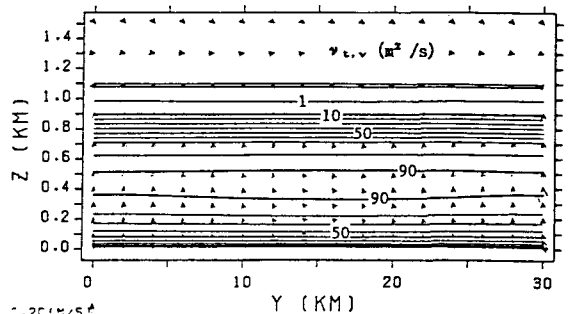


図4 乱流拡散係数分布
($x=26$ km, 14時)

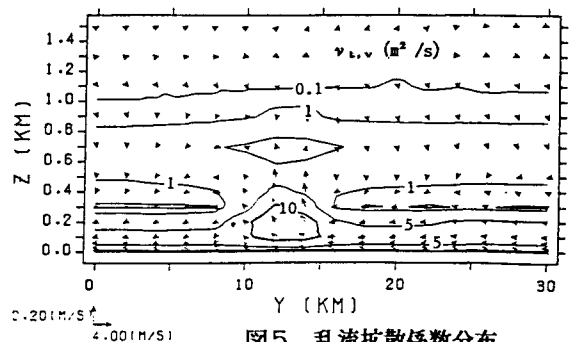


図5 乱流拡散係数分布
($x=26$ km, 16時)

矢印根はベクトルを表わす