

# 海風侵入後、日没から夜間安定成層時にかけて ドップラーソーダ観測により得られた乱流運動 エネルギーの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

海風侵入後、日没から夜間安定成層時にかけ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 ( $k$ ) 値を2次元の  $k$ - $\epsilon$  乱流モデルを用いて解析し、このような状況における  $k$  方程式中の各項寄与及びモデルパラメータについて検討した。海風侵入後の  $k$  値は下層の成層状態が安定に変化するにつれて徐々に小さくなるものの、強い安定成層になるまで比較的大きな値を保っている。これには、日没後もしばらく不安定な混合層が継続し、水平移流による  $k$  値増加があることも影響しており、地表付近が安定成層となった時刻以降は、混合層から変化した中立層が比較的に長く継続することが影響していると考えられる。また、観測結果による  $k$  値を再現するには、成層効果を導入したモデルパラメータを用いて解析することが必要で、本論文で示す方法により、日没から夜間の安定成層時にかけて、観測結果による  $k$  値をほぼ再現できることがわかった。

## 1. はじめに

地域規模の大気汚染物質の挙動を予測するには、混合層の高さや乱れの強さなど、拡散場を含む大気境界層の日変化が重要な役割を果たす。このような大気境界層の日変化を予測するには、乱れの動的な特徴についてもモデル化できる乱流モデルを組み込んだメソスケール気象モデルの開発が必要となり、このような乱流モデルとして2方程式系である  $k$ - $\epsilon$  タイプの乱流モデルも使われ始めている (例えば, Kitada *et al.*, 1991; Sha *et al.*, 1991など)。 $k$ - $\epsilon$  モデルでは、乱流運動エネルギー ( $k$ ) に加えて、その消散率 ( $\epsilon$ ) も予報方程式を解くことにより算出し、これらを用いて拡散場も推定することができ、乱れ場及び拡散場についても、風上からの輸送の効果などを含めて予測的に与えることができ、接地層のみならず動的な変化をする大気境界層全体について、より合理的な予測ができるものと期待される。

また、伊勢湾を含む濃尾平野においては、総観規模の気圧傾度の弱い日中には、最初12時頃に伊勢湾からの南西より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よりの大規模海風に切り換わるという特徴がみられる (例えば, 北田ほか, 1991; 森ほか, 1994)。このような局地風が卓越する日には、乱れ場を含む拡散場もこの気流の変化に合わせ局地的な変化をしていると考えられる。

筆者らは、このように局地的な変化をする大気境界層を予測するために必要な乱流モデルとして  $k$ - $\epsilon$  モデルを確立するため、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 ( $k$ ) 値を再現することを試み、その過程において  $\epsilon$  方程式中の浮力項を制御するモデルパラメータ値の検討や、海風時に海岸線付近にある小丘で生成される乱流運動エネルギーの風下部への影響などについて考察を行い、日中のデータについては、観測された  $k$  値をおおよそ再現できることを確かめている (高木・北田, 1994; 高木・北田, 1996)。

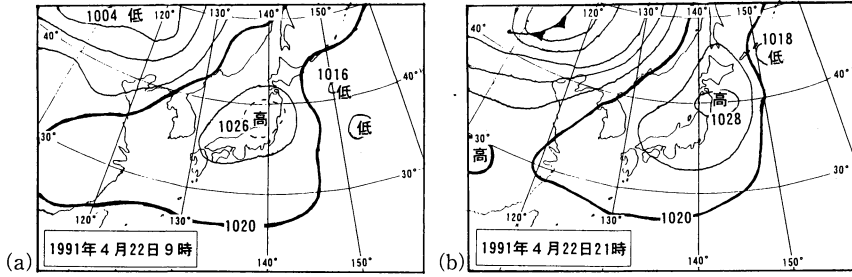
本研究では高木・北田 (1996) (以下、「前報」という) に引き続き、1991年4月22日の18時以降を対象とした解析を行った。日没 (18時) 後、夜間安定成層時にかけての乱流運動エネルギー ( $k$ ) 値を再現することを試

\* 日本気象協会東海本部調査部。

\*\* 豊橋技術科学大学エコロジー工学系。

—1996年8月6日受領—

—1997年9月26日受理—



第2図 1991年4月22日の地上天気図。(a) 9時, (b) 21時 (気象協会東海本部提供の実況データをもとに作成)。

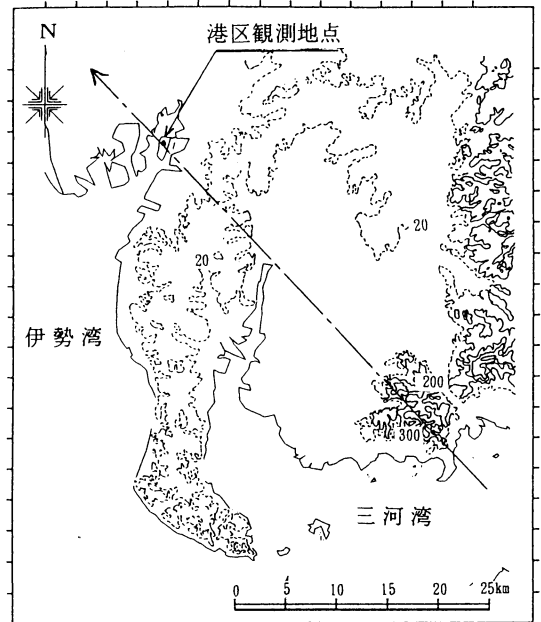
み, その過程を通して安定な成層状態へと変化する状況での $k$ 値の変化における各項の寄与を考察した。また, このような状況におけるモデルパラメータの検討を行い, 最終的には成層効果を導入したモデルによる解析を試みる。

## 2. 観測結果

ここでは, 計算対象として選んだ1991年4月22日の天気の概要及び4月22日の日没(18時)から4月23日明け方(6時)にかけての港区観測地点のレーウィンゾンデ及びドップラーソーダの観測結果について述べる。

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し, 観測地点は伊勢湾に面した埋め立て地にあり, 西は約500m, 南は約1000mで海岸線に到達する(第1図参照)。4月22日は, 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(第2図a参照)となっていたが, 夕方以降は高気圧の中心が, ほぼ日本列島の東の海上へぬけるため(第2図b参照)気圧傾度がやや強まり, 気象官署(浜松, 名古屋, 松本)の気圧を参考に名古屋市周辺の地衡風を推定すると南～南東の方向となっていた。このような気圧傾度の影響もあり, 15時以降侵入した遠州灘海風(南よりの風)は18時以降も継続し, 港区観測点及び周辺のAMeDASによる地上付近の風向風速の分布から22時ころまで南東～南の風が継続していることがわかる(第3図a参照)。22時以降は陸上の気温がさらに低下し, 陸よりの風向に変化し始め, 24時以降, 港区周辺では北西～北東の風となっている(第3図b参照)。

レーウィンゾンデ観測による風向風速及び温位の観測結果(第4図及び第5図に示す4月22日18時～4月23日6時の結果)から, 港区観測点には以下の特徴が



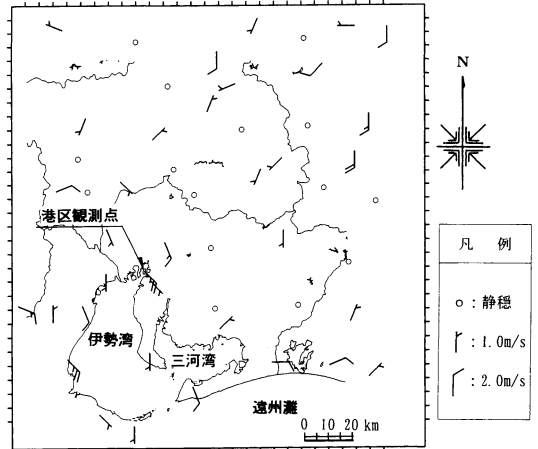
第1図 港区観測点付近の等高線。等高線の単位はm, 図中, 一点鎖線は鉛直2次元計算領域の断面位置, 一点鎖線の矢印は計算領域の正の方向を示す。

みられた。22時以前は, 地上から600mに比較的強い南東風の層がみられ, それより高い高度においても総観規模の気圧傾度(移動性の高気圧の中心が日本の東海上)により南よりの風となっている。また, 海風にもなう遠州灘からの相対的に冷たい気塊の侵入により, 地上から600m程度までは熱的に不安定な混合層が継続しているが, 気温の低下により徐々に地上付近(50m以下)の気温減率は弱まる。その後, 地上付近では安定成層となるものの, 22時ころまでは成層の度合いは弱く, それより上層の500m程度以下では, 等温

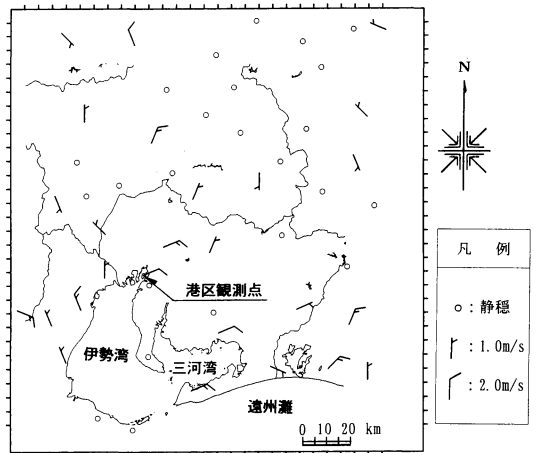
位ないし弱安定な温位勾配を持つ中立層が継続している。23時以降の風向風速の分布でも、600 m以上の層では南よりの風が継続するが、内陸における地上付近の気温の低下にともない、地上200 mより下層では陸よりの風へと変化し、24時以降23日6時までは、北東よりの風が継続する。温位分布についても、23時以降は安定な度合いが強まり、等温位ないし弱安定な温位勾配であった50~500 mの層でも安定成層となる(第10図aも参照)。24時以降も、地上付近の安定度は強まり、23日明け方にかけて地上から約100 mの層に強安定な層が継続する。

ドップラーソーダ観測により得られた水平風速の標準偏差( $\sigma_U/U$ )と鉛直成分のそれ( $\sigma_w/U$ )の18時から23日6時までの変化を第6図に示す(同時にドップラーソーダ観測によるUの変化も第6図cに示す)。ドップラーソーダ観測では最高1000 mまでデータ取得が可能であるが、有効なデータが得られるのは300~500 mまでで、さらに、データ取得率が高いデータ(今回の乱れ成分の解析では80%以上のデータを対象とした)については150 m程度の高さに限られる。第6図はデータ取得率が高く計算結果との比較に使用する50~150 mの3つの高度のデータについて示した。第6図に示す標準偏差の変化についても、先述したレーウィンゾンデによる風向風速の結果と同様、23時前後に大きく変化する傾向がみられた。23時までは $\sigma_U/U$ 、 $\sigma_w/U$ ともほぼ同程度の値が続く、24時以降 $\sigma_U/U$ 、 $\sigma_w/U$ ともにやや大きくなり、その後はばらつきもやや大きくなるが、24時以前よりはやや大きな値で、ほぼ同程度の値が続く。これは、レーウィンゾンデ観測の結果でも述べたように、23時以前は南東よりの風により支配され、23時をさかいに風向が変化するためと考えられる。なお、安定成層の度合いが強くなる24時以降の方が $\sigma_U/U$ 、 $\sigma_w/U$ ともやや大きな値となっている。これは、23時以前の不安定な状態はそれほど強くなく、浮力による乱れ生成の寄与は小さかったのに対し、港区観測点付近では海岸線の形状により北東よりと北西よりの陸風が収束する傾向があり(第3図b参照)、陸風へと変化する24時以降はこのような風向の変化にともない水平方向の風速シアによる乱れ生成があるためと考えられる。なお、ドップラーソーダの仕様や測定方法については、高木・北田(1994)に報告しているので参照されたい。

また、ドップラーソーダ観測の信頼性について、レーウィンゾンデ観測との比較においては、計算対象とし



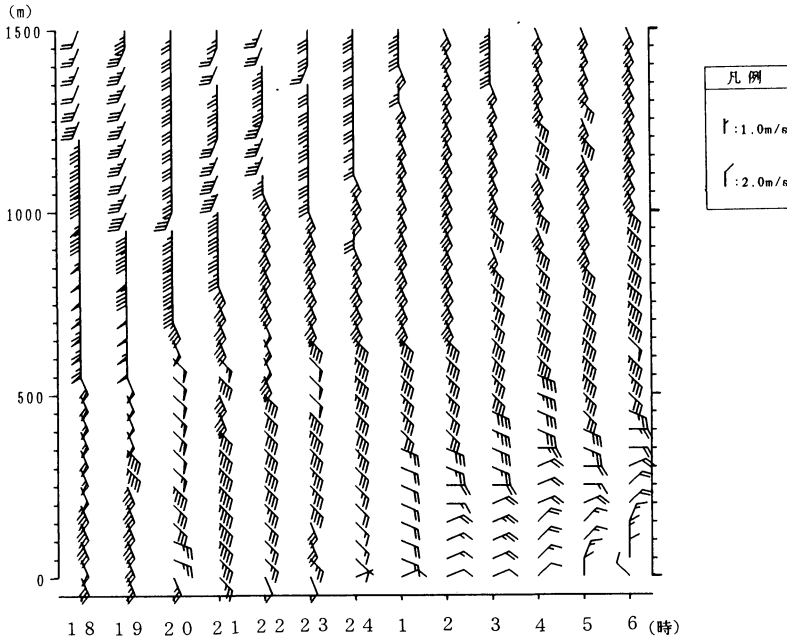
91/4/22 21h  
(a)



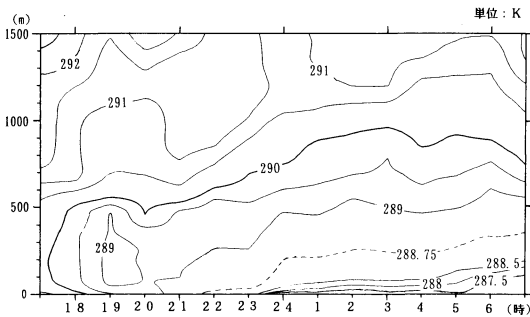
91/4/23 3h  
(b)

第3図 港区周辺の AMeDAS 地点の風向風速の矢羽根。(a) 21時、(b) 3時。

た春季では、風向は高度500 mまでは88~100%が±1方位以内(16方位中)で一致しており、平均の風速は全高度で相関係数が0.83~0.94にあり、平均の風向風速(水平方向)についてはレーウィンゾンデ観測の結果とよく適合している。また、乱れ成分(標準偏差)については比較するデータがないため、摩擦速度により正規化した値を、文献に示されている一般的な値(Panofsky and Dutton, 1984)と比較する。第7図に示す正規化された値は、ややばらつきはあるものの $\sigma_U/u_*$ 、 $\sigma_w/u_*$ ともに、文献値(図中細破線で示す)の前後を変化しており、ドップラーソーダ観測による標



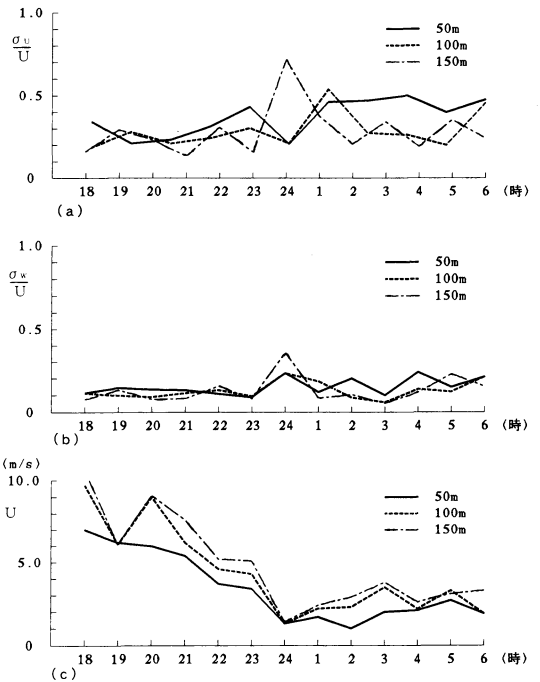
第4図 港区観測点の風向風速の鉛直分布 (1991年4月22日18時～4月23日6時).



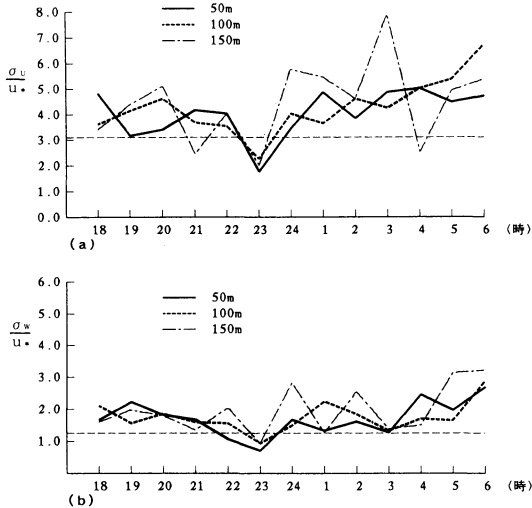
第5図 港区観測点の温位の時空間分布(鉛直方向, 1991年4月22日18時～4月23日6時).

準偏差についてもほぼ妥当な値を示していると考えられる。なお、18～20時及び24時以降について、 $\sigma_U/u_*$ 、 $\sigma_w/u_*$ がともに、やや大きな値となっているのは、19時以前については4.2節で述べるように水平移流フラックスの収束による乱れ成分の増加があり、24時以降については先述したように港区観測点付近では陸風が収束するため乱れが大きくなることも影響していると考えられる。

本研究では、以上示した日没(18時)から夜間安定成層時にかけて、ドップラーソーダ観測により得られた乱れ成分による乱流運動エネルギー値の再現を試み



第6図 ドップラーソーダによる観測結果の変化。(a)  $\sigma_U/U$ , (b)  $\sigma_w/U$ , (c)  $U$ .



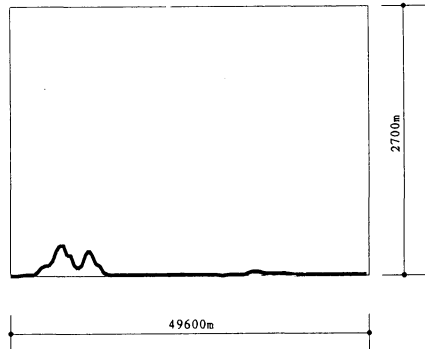
第7図 ドップラーソーダによる標準偏差と文献値との比較。細破線は、Panofsky and Dutton (1984)にまとめられている摩擦速度で正規化した一般的な値を示す。(a)  $\sigma_v/u_a$ , (b)  $\sigma_w/u_a$ .

る。なお、3章に示すように解析には鉛直2次元のモデルを使用するため、2次元性の仮定からの逸脱が大きくなると考えられる24時以降については対象から外し、18時から24時までを対象とした。

### 3. 計算方法

解析には前報同様、鉛直2次元の計算領域を用い(第8図参照)、支配方程式系にも地形に沿った座標系へ変換した、運動方程式、連続の式、静力学平衡の式、熱輸送の式、乱流運動エネルギー( $k$ )及びその消散率( $\epsilon$ )の式を用いた。これらの式を前報と同様、コントロールボリューム法(例えば、Patanker, 1980)により離散化し、得られた代数方程式系はSOR法(逐次過緩和法)により計算した。

境界条件について、下方境界については下層約10mまで接地層を仮定し、接地層の無次元普遍関数はKondo (1975)の定式化を用い、温位の最下層の値は気温の観測結果(AMeDAS及び港区観測点)により与えた。粗度長について、風速成分は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第1表に示す分類により与え、温位については10cmで一定とした。上層境界については、風速成分、 $k$ 及び $\epsilon$ については勾配0、温位については勾配を一定(初期値に固定)、圧力については初期値に固定とした。



第8図 鉛直2次元計算領域。太実線は、地表面の高さを示す。

なお、 $k$ 及び $\epsilon$ の下層境界について、(接地層に局所平衡を仮定し)風速分布から普遍関数を用いて推定した摩擦速度により境界値を与える方法(前報参照)では、普遍関数の不確定性や4.1節で述べるように計算結果の風速成分が実態より滑らかになっている(シアが小さくなる)ことなどの影響から、境界付近でやや不自然な分布となる(境界値が急激に減少する)傾向がみられた。工学の分野では $k$ の下層境界条件について、勾配0を仮定する方法が採用される場合も多く(例えば、近藤ほか, 1994)、本研究でもこのような考え方に従い、 $k$ 及び $\epsilon$ の下層境界で使用する摩擦速度に対して接地層の上の $k$ 値を参照した下限値を設定し、境界付近の $k$ の鉛直勾配が大きくなるようにした。

側方境界については流入境界と流出境界で以下のように与えた。流入境界では、風速成分及び温位については前タイムステップに固定、 $k$ 及び $\epsilon$ については前タイムステップの値と1つ内側の値との平均により与え、流出境界については放射境界(Orlanski, 1976)とした。なお、流入側の温位の側方境界(海上)では、初期(15時の分布)において約500mの冷氣層を仮定しているが、海風が弱まることにより冷氣層の厚みも薄くなると考えられる。従って、遠州灘海風が弱まる21時以降の海側の側方境界では、仮定した冷氣層は徐々に薄くなるように変化させた。解析方法の詳細については前報を参照されたい。本解析で用いた $k$ - $\epsilon$ モデルのモデルパラメータ値を第2表に示す。(Launder and Spalding, 1975を参照、安定成層時の $C_{4\epsilon}$ については高木・北田, 1994)。

本研究では、日没後(弱不安定~安定成層時)の乱流運動エネルギーを解析することを目的としている。安定な成層状態へ変化する夜間においては、浮力項は

第1表 本研究で使用した粗度長.

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

消散項へと変化するため乱流運動エネルギーの絶対値は減少し、生成項が大きな日中とは異なり、乱流運動エネルギーの大きさには貯蓄量などの寄与も大きくなると考えられる。従って、本研究では15時を初期値とする解析結果を引き継ぐことにより、 $k$ 及び $\epsilon$ の乱れ場についても日中の値を引き継ぎ、夜間安定成層時にかけての乱流運動エネルギー値の解析を試みた。

なお、本研究では、遠州灘からの大規模海風侵入後は一様な風向が続くことなどから、支配方程式系には主流方向に直角な方向の輸送の寄与が小さいことを想定した鉛直2次元の近似を行っている。この近似により、風上での乱流運動エネルギー生成に寄与する小丘を山脈として扱うことになるが、この丘を越える500 m程度の冷気層は(中立な温位勾配を持つ)等温位な層で、300 m程度の丘を迂回して通過することは考え難く、また、この丘の北東方向には更に標高の高い地域があることなどからも(第1図参照)、この丘で生成された乱流運動エネルギーが直ちに水平方向へ発散することもないと考えられる。従って、このような扱いが、乱流運動エネルギー生成における小丘の寄与を過大に評価することにはならないと考えた。

#### 4. 結果及び考察

##### 4.1 海風侵入後、日没から夜間安定成層時にかけての気流及び温位の分布

この節では、計算結果による平均場(気流分布及び温位分布)の特徴と、計算結果と観測結果の鉛直分布の比較を示す。

第9図に計算結果の温位及び風速のベクトル図(18, 21及び24時)を示す。2章で示したように、(18時以降の)総観規模の気圧傾度による地衡風は南～南東(海から陸へと吹く方向)であった。また、地上付近の風が海風から陸風へと変わるのは23時ころであった。第9図に示した計算結果においても、この総観規模の流れを地衡風として導入しているため、海風が続く下層はもちろん500 m以上においても南東(図中、左から右)の風が続いている(第9図a及びb)。24時以降に吹き始める陸風は港区観測点付近では北東となるた

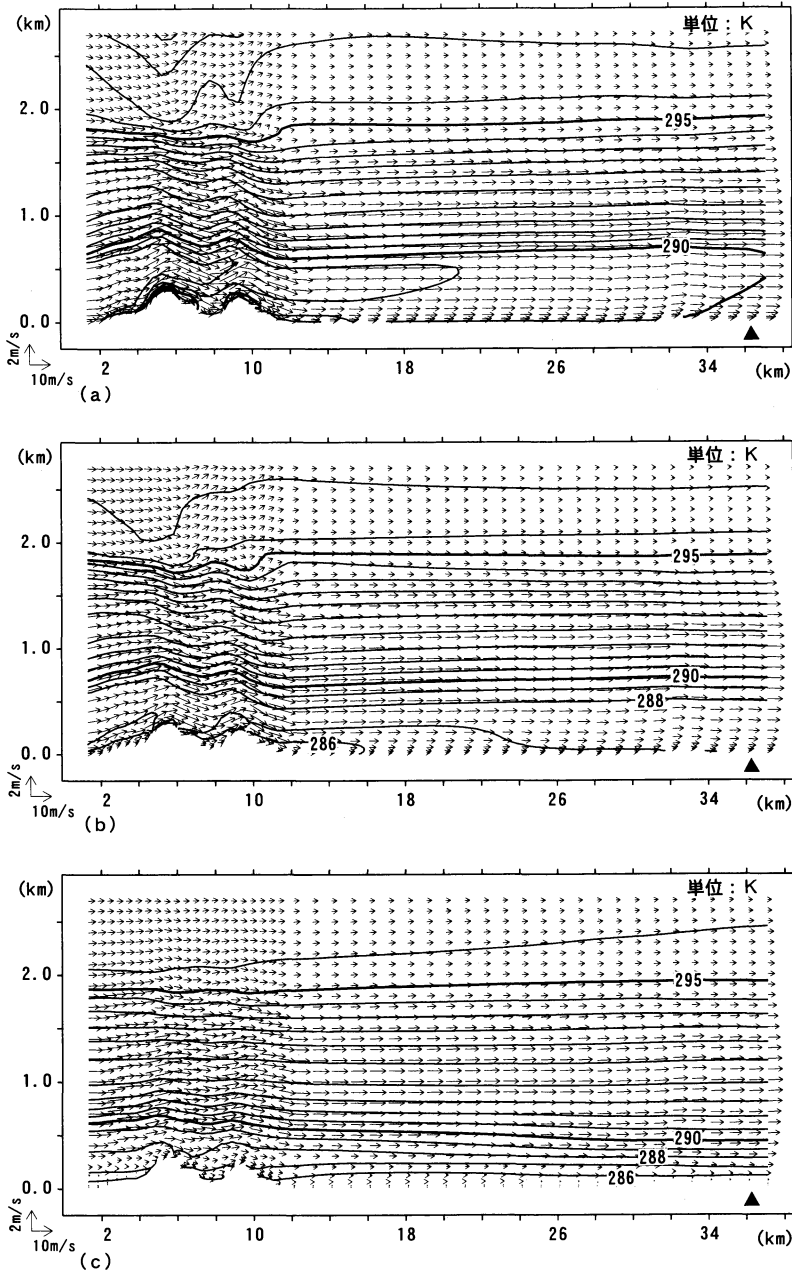
第2表 モデルパラメータ及び乱流 Prandtl 数.  
(Lauder and Spalding, 1975)

$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	$C_{4\epsilon}$	$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$	$\sigma_T$
1.44	1.92	安定 0.2 (高木・北田, 1994) 不安定 1.0	0.09	1.0	1.3	1.0

め、地表付近の風速を示すベクトルはゼロに近づいている(第9図c)。第9図aの温位の分布からは、遠州灘から陸上に侵入した相対的に冷たい気塊により形成された熱的に不安定な混合層が、18時においても継続していることがわかる。また、内陸では気温の低下により地上付近の温位勾配は不安定から安定な状態へと変化するが、遠州灘からの海風が継続することにより、引き続き(等温位の)冷気塊が侵入するため、下層500 m程度に形成されていた混合層は中立～弱安定な層となり、22時ころまでこのような中立層が継続する(第9図b参照)。24時の分布からは、22時以降、地上付近の安定度がさらに強まり風向も陸よりへと変化し、全層で安定層となっていることがわかる(第9図c)。

次に、計算結果による港区観測点付近の鉛直分布をレーウィンゾンド観測の結果と比較する。第10図に示す温位の比較より、計算結果の方が下層での混合がやや強いこともあり、温位勾配が弱く下層600 m程度に形成される混合層もやや厚いものの、20時までは熱的に不安定な混合層が形成され、その後22時までは中立層が継続す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ことがわかる。また、24時では地上付近を除き全般に計算結果の温位がやや高いものの、強い安定成層が形成される状況は再現されている。第11図に示す風速(南東成分)の鉛直分布の比較からは、22時ころまで、下層200 m以下では風速が徐々に弱くなる状況はよく再現されており、境界層内の風速もおおよそ一致している。24時については、100～500 mにおける計算結果の風速がやや強いものの、地表付近で風速が弱まる傾向は再現されている。

以上の風速及び温位の鉛直分布の比較(計算結果と観測結果)から、風速勾配や成層状態の特徴には大きな違いはみられない。従って、両者の差は、次節以降で考察する乱流運動エネルギー( $k$ )の生成・消散に支障を及ぼすほどではないと考えられる。



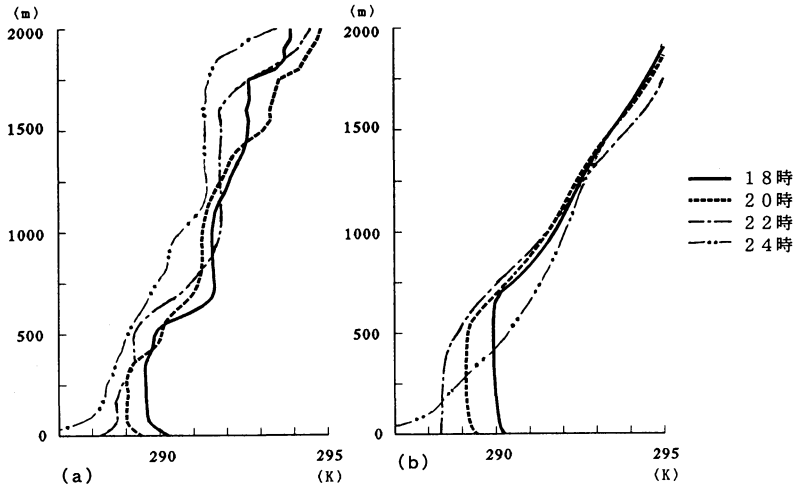
第9図 温位分布の等値線及びベクトル図。(a) 18時, (b) 21時, (c) 24時。  
▲は、港区観測点の位置を示し、水平方向の距離は海岸線からの距離を表す。

#### 4.2 夜間安定成層時にかけての乱流運動エネルギー分布

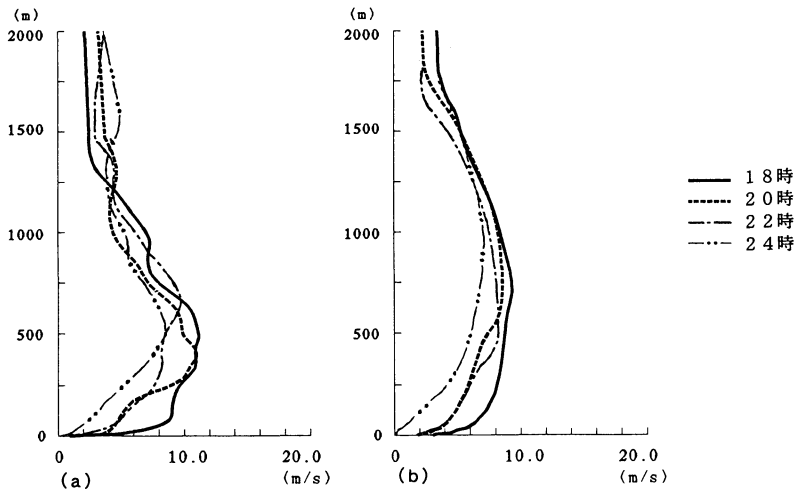
前節で示したように、日没後は成層状態が不安定な状態から安定な状態へと変化し、地表付近では風速も

弱まり、乱流運動エネルギーは徐々に小さくなると考えられる。この節では、このような状態の中で変化する乱流運動エネルギーの分布について示す。

第12図 a~c に乱流運動エネルギー分布の等値線図



第10図 温位の鉛直分布の比較. (a) レーウィンゾンデによる観測結果, (b)  $k$ - $\epsilon$ モデルによる計算結果.



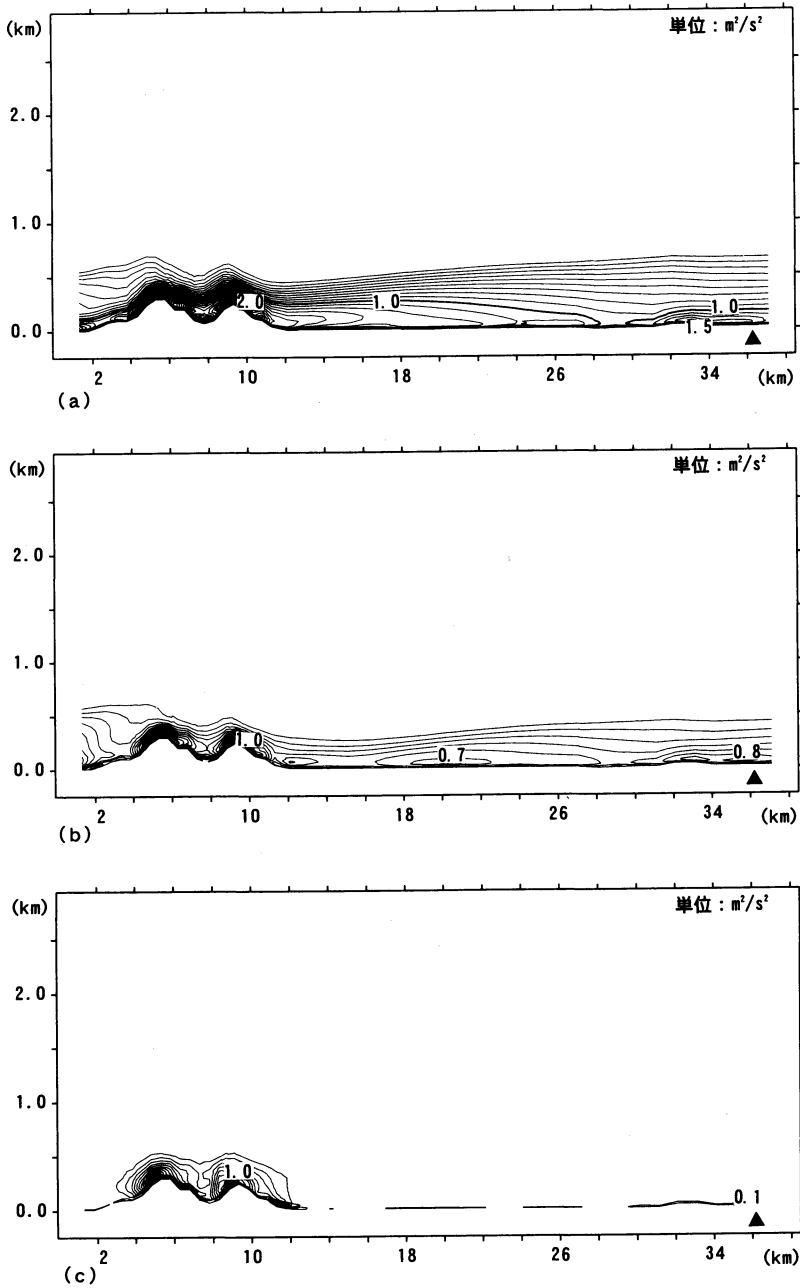
第11図 風速の鉛直分布の比較. (a) レーウィンゾンデによる観測結果, (b)  $k$ - $\epsilon$ モデルによる計算結果.

を示す. 前報では, 丘により大きくなる  $k$  値の影響が水平移流フラックスの収束という形で風下 30 km 程度 (港区観測点付近) まで及ぶことを示した. 本報に示す18時の結果 (第12図 a) においても, 丘から風下へ徐々に小さくなる  $k$  値の分布がみられ, この時刻においても丘で生成された乱流運動エネルギーが水平移流フラックスの収束に伴い, 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. 21時の分布では, 成層状態が安定側へと変化し乱れの供給が少なくなることに伴い  $k$  値が小さくなっており,  $k$

値の分布から推定される水平方向移流による丘から風下への  $k$  値の輸送も, 比較的狭い範囲に限られている (第12図 b). しかしながら, この時刻においても港区観測点付近の  $k$  値は比較的大きな値を保っている. 22時以降, 安定度が強まると  $k$  値はさらに小さくなり, 第12図 c に示す24時の分布では, 丘付近及び港区観測点のやや風上の小さな起伏がある地域 ( $x=34$  km 付近) において, やや大きくなる程度となっている.

このような変化に対する  $k$  方程式内の各項の寄与を調べるため, 第13図 a 及び b に各項寄与の時間変化

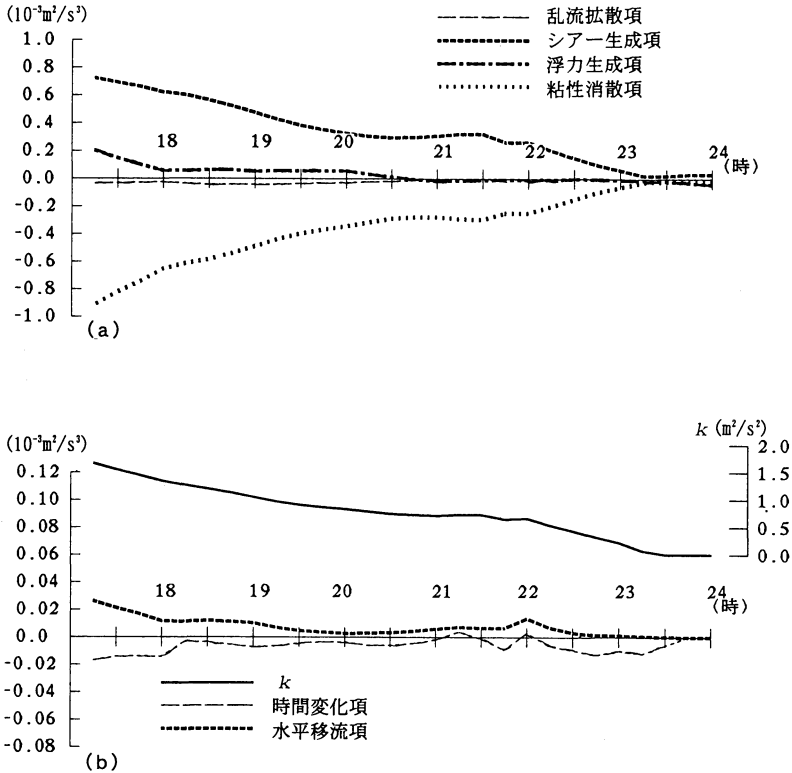




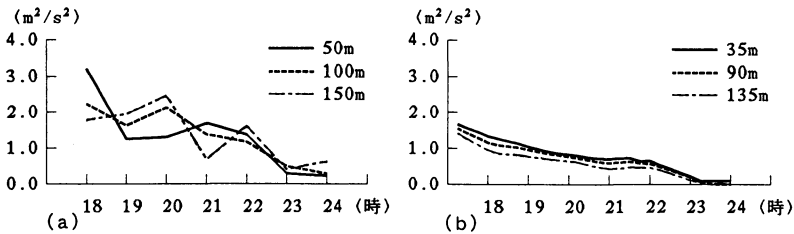
第12図 乱流運動エネルギー( $k$ )分布の等値線。(a) 18時, (b) 21時, (c) 24時, ▲は, 港区観測点の位置を示す。

(港区観測点付近, 高度約100 m)を示す。この図より, シアー生成の寄与が大きく, 浮力生成項については, 20時までは正の値で, その後は負の値となるものの23時まではゼロに近い値となっていることがわかる。また, 水平移流項も22時まで正の値を示している。時間

変化項については, 負の値となっており,  $k$ 値が徐々に減少していることを示しているが, 同時に示した  $k$  値の変化から, 20~22時においては  $k$  値減少の割合が比較的小さいことがわかる。これは, 前節の温位分布でも述べたように, 熱的に中立な層が継続するため,



第13図  $k$  方程式の各項寄与及び  $k$  値の時間変化 ( $x=36\text{km}$ , 高度約100m). (a) シアー生成項, 浮力生成項, 乱流輸送項及び粘性消散の項, (b) 時間変化項, 水平移流項及び  $k$ .



第14図 乱流運動エネルギー ( $k$ ) の時間変化. (a) ドップラーソーダ観測の結果, (b)  $k$ - $\epsilon$  モデルによる結果.

浮力による消散の効果が小さいことが影響していると考えられる. 22時から  $k$  値が非常に小さな値となる23時30分にかけての時間変化項の絶対値(負)は大きく,  $k$  値の減少が大きいことを示している.

以上, 夕方の18時から夜間安定成層時 (24時) にかけての  $k$  値の分布をまとめると以下ようになる. 日中大きくなった  $k$  値は徐々に減少するが, 19時ころまでは熱的に不安定な状態が保たれ, 水平移流フラックスの収束もあり大きな値が保たれている. 20時以降は

地表付近の成層状態が安定成層へと変化し, 下層の風速も徐々に弱まるが, 22時ころまで  $k$  値の減少は小さくなっている. これには, 日中の混合層から変化した熱的に中立な層が保たれているため, 浮力項が大きく負の寄与にはならないことが影響しているものと考えられる. 22時以降は, 境界層内の風速が弱まり, 地上付近の安定な度合いが強まり中立層も保持できなくなり,  $k$  値の減少が速くなる.

このような変化傾向は, 第14図 a に示すドップラー

ソーダデータによる  $k$  値の時間変化とおおよそ一致している。しかしながら、計算結果による港区観測点付近の  $k$  値は (第14図 b に時間変化を示す)、ドップラーソーダデータと比較して全体的に小さくなっており、安定度が強まる24時では、かなり小さな値となっている。次節では、このような点を改善するためモデルパラメータ値  $C_\mu$  を変えて計算を行い、このパラメータ値の効果について検討する。

#### 4.3 モデルパラメータ $C_\mu$ の効果

前節の考察では、日没後の夜間安定成層時にかけて、 $k$  値の変化傾向について再現することはできるものの、観測結果との比較では、計算結果が全体的に小さくなっていることが示された。ところで、モデルパラメータについて、第2表に示した値は、主に実験室の結果をもとに決定された値である (Launder and Spalding, 1974)。モデルパラメータ  $C_\mu (=0.09)$  については、近似的に中立な局所平衡の仮定 ( $P=\epsilon$ ) より導いた関係

$$(\overline{uw}/k)^2 = C_\mu \quad (1)$$

より、実験結果  $-\overline{uw}/k=0.3$  を代入することにより決定されているが、(1)式において風速のストレスを摩擦速度  $u_*$  の2乗で置き換えることにより得られる関係

$$\frac{k}{u_*^2} = \frac{1}{\sqrt{C_\mu}} \quad (2)$$

に対して、平地上の中立な大気境界層内の乱れのおおよその観測値 (Panofsky and Dutton, 1984) を代入すると、 $C_\mu$  は0.04程度の値となり  $C_\mu=0.09$  は過大評価となっている可能性がある。この値は、 $k$ - $\epsilon$  モデルの渦拡散係数

$$v_{tv} = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3)$$

および  $k$  の下層境界条件

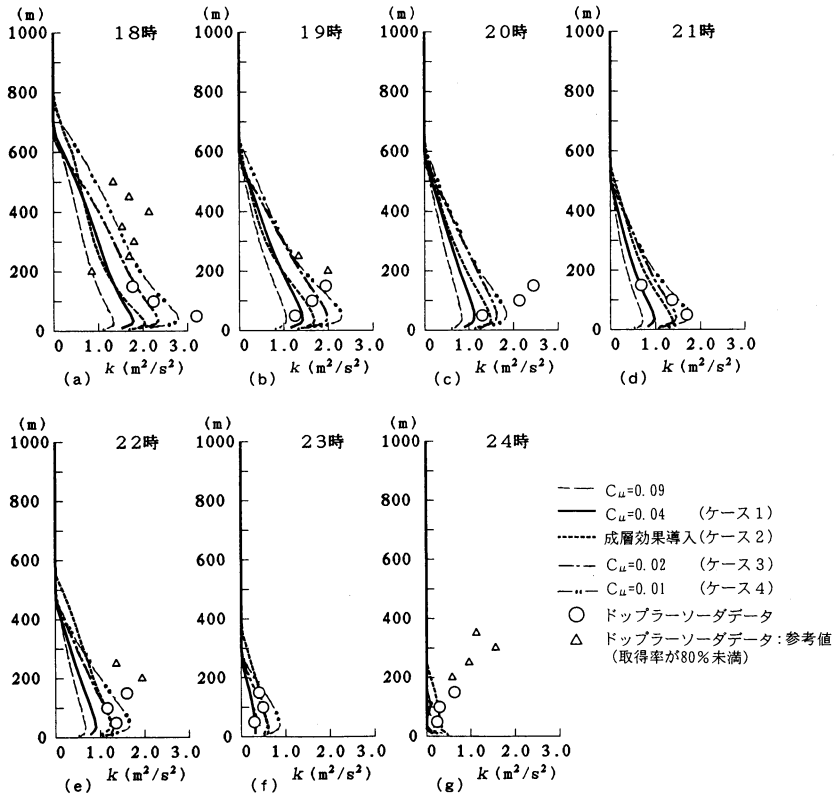
$$k = \frac{u_*}{\sqrt{C}} \left(1 - \frac{\xi}{\phi_m(\xi)}\right)^{1/2} \quad (4)$$

を通して、 $k$  値に影響を及ぼすと考えられ、特に(4)式からは、境界値を通して  $k$  値を大きくする (観測結果との比較を改善する) ことが期待される (ここで、 $\phi_m$  は接地層の普遍関数、 $\xi$  は Monin-Obukhov 長さにより無次元化した鉛直方向の高さを示す)。そこで、この節では大気境界層における乱れの観測結果から決められた値 ( $C_\mu=0.04$ ) を用いて計算を行い、このパラメータの効果を検討する。

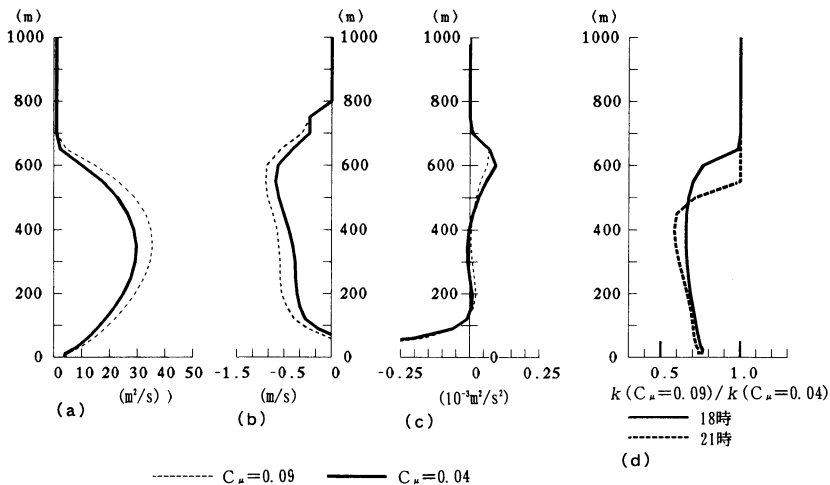
第15図にモデルパラメータ変更後の結果を含む  $k$  値の鉛直分布の比較を示す (次節で示すケース2~4

も含まれている)。この図より、モデルパラメータ  $C_\mu$  を変えることにより、全時刻で  $k$  値の増加がみられ、観測結果との適合性も改善されていることがわかる。先述したように、 $C_\mu$  を小さくすることは、(4)式を通して接地層での  $k$  値を大きくする。また、(3)式を通した渦拡散係数の変化は、以下に示す過程を通じて境界層内の  $k$  値に影響を及ぼす。境界層内の乱流運動エネルギーは、主に下層でのシアーおよび浮力により生成され、乱流拡散により境界層の上部へと輸送され、境界層上部では乱れの小さな上層 (自由大気) へと発散し、このようなバランスの中でその大きさが決まる。その中で、渦拡散係数を小さくすることは、境界層上端の上向きの拡散フラックスを抑える効果があり、これが結果として境界層内の  $k$  値を比較的大きく保つことに寄与すると推定される。第16図 a 及び b より、 $C_\mu=0.04$  のケースの方が、 $C_\mu=0.09$  に比較し渦拡散係数が小さく、 $k$  の上向きの乱流拡散フラックス ( $k$  で正規化した値) も小さくなってることがわかる。また、第16図 c に示す (乱流拡散フラックスの収束を示す) 乱流拡散項は、境界層上端にあたる500~600 m において、 $C_\mu=0.04$  のケースの方が大きく (つまり、 $k$  値の増加率が大きい) なっている。これらのことは、渦拡散係数が小さくなることにより、 $k$  の上向きの乱流拡散フラックスが抑えられ、結果として境界層上端における乱流拡散フラックスの収束が大きくなることを示している。つまり、渦拡散係数が変化する (小さくする) ことも、境界層内の  $k$  値が大きくなることに寄与することを示している。なお、第16図 d に示す  $k$  の比は、下層より上層で小さくなっており (つまり  $C_\mu=0.04$  の  $k$  が上層でより大きくなる)、このことから、 $C_\mu$  を小さくすることが、境界値のみでなく、(上記の過程を通じて) 境界層上層でも  $k$  値を大きくすると考えられる。

以上の結果から、 $C_\mu$  を小さくする (0.04にする) ことは、境界値を増加させることに加え、上層の乱流拡散フラックスを変化 (主に境界層上端のフラックスの収束を大きくする) させることによって  $k$  値を大きくすることがわかった。このことは、 $C_\mu$  が、境界値を決めるパラメータとしてのみでなく、上層での渦拡散係数を決めるパラメータとしても重要であることを示している。また、観測結果との適合の度合いからは、 $C_\mu$  を小さくする (大気境界層における中立における乱れのデータから決めた値) ことにより、計算結果が改善されることがわかったが、全体的には  $k$  値がまだ小



第15図 乱流運動エネルギー( $k$ )の鉛直分布の比較。(a) 18時, (b) 19時, (c) 20時, (e) 21時, (f) 22時, (g) 23時, (h) 24時。



第16図 渦拡散係数, 乱流拡散フラックス及び乱流拡散項の鉛直分布の比較 (18時,  $x=36\text{km}$ ). 及び乱流運動エネルギー ( $k$ ) の比の鉛直分布. 乱流拡散フラックスは  $k$  で正規化した値で, 負は上向きを示す.  $k$  の比は,  $k(C_\mu=0.09)/k(C_\mu=0.04)$  を示す. (a) 渦拡散係数, (b) 正規化した乱流拡散フラックス, (c) 乱流拡散項, (d)  $k$  の比の鉛直分布.

さく、安定度の強い24時については、依然としてかなり小さな値となっている(第15図g参照)。次節では、これらの点をさらに改良するため、成層効果を導入したモデルを用いた解析を行う。

なお、第15図に示されたkの鉛直分布は、接地層よりもやや高い地上50m付近に極値を持つケースが多い。特に下層の成層状態が不安定な時に、このような傾向(やや高い位置にk値の極値がある)が強く、比較的安定度が弱く中立層が継続する22時ころまでこのような傾向がみられる。これは、寄与が大きなシアー生成や浮力生成については下層ほど大きいものの、下層では粘性消散項も大きく、(下層で負で上層で正の寄与となる)乱流拡散項を含めると、安定度が弱い場合のkの増加率はこの程度の高さ(50m付近)で極値を持つためである。このような分布は、Caughey and Palmer(1979)に示されている混合層内の標準偏差(w成分)の鉛直分布がやや上層に極値を持つことなどから、非合理的なものではないと考えられる。また、(定性的にはk値を増加させる効果があることがわかったが)改善効果を議論する上では、観測結果のばらつきを考慮する必要がある。今回使用したドップラーソーダ観測による乱れ成分のデータのばらつきの程度に関しては、気象条件が日々異なることや観測期間が限られているため、正確な値を知ることは困難である。ばらつきの程度のおおよその目安として、気象条件が近いと思われる日を設定し、乱れ成分に関して水平風速で正規化した値から標準偏差を求めると、kに換算して0.2 m<sup>2</sup>s<sup>-2</sup>程度の値となる。この値との比較からも、この節及び次節で示す改善量は無視できる量ではないと考えられる。

4.4 モデルパラメータに成層効果を導入した結果

前節では、モデルパラメータC<sub>μ</sub>を小さくしたケース(0.04)の解析を行い、C<sub>μ</sub>を小さくすることが乱流運動エネルギー(k)値を比較的大きく保つことに寄与することを示した。しかしながら、C<sub>μ</sub>値は本来一定ではなく、安定度などにより変化する値であることも(1)式から推測できる(Rodi, 1985など)。特に安定成層となる夜間においては、このような効果は無視できないものと考えられる。この節では、C<sub>μ</sub>を含めたモデルパラメータに成層効果を導入した解析を行う。

モデルパラメータに関する成層効果について、Hosain and Rodi (1983), Rodi (1985)は、代数的応力モデル式を変形することによって、C<sub>μ</sub>, σ<sub>T</sub>, σ<sub>k</sub>及びσ<sub>ε</sub>に浮力効果や壁面及び自由表面の存在による乱れの減

衰効果を含めた定式化を提示している。本研究でも、浮力効果(成層効果)を拡張した、このモデルを採用する。このモデルは、Gibson and Launder (1978)により導かれた2次相関量に対する代数的な方程式系から導かれており、整理された結果は次式となる。

$$C_{\mu} = \omega \frac{w^2}{k} \tag{5}$$

ここに、

$$\omega = \frac{1 - C_2 + \frac{3}{2} C_2 C_2' f}{C_1 + \frac{3}{2} C_1' f} \cdot \frac{1 - \frac{1 - C_3}{1 - C_2 + \frac{3}{2} C_2 C_2' f} \frac{1 - C_{2T}}{C_{1T}} \alpha B}{1 + \frac{1 - C_3}{C_1 + \frac{3}{2} C_1' f} \frac{1}{C_{1T}} B} \tag{6}$$

$$B = \beta g \frac{k^2}{\epsilon^2} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \tag{7}$$

$$\alpha = \frac{1}{C_{1T} + C_{1T}' f + 2(1 - C_{3T}) R B} \tag{8}$$

$$\frac{w^2}{k} = \frac{2}{3} \left( \frac{C_1 - 1 + \frac{P + G}{\epsilon} (C_2 - 2C_2 C_2' f) + \frac{G}{\epsilon} (3 - C_2 - 2C_3 + 2C_2 C_2' f)}{C_1 + 2C_1' f + \frac{P + G - 1}{\epsilon}} \right) \tag{9}$$

ここで、P及びGは、それぞれkのシアー生成項及び浮力生成項を示す。また、乱流プラントル数(σ<sub>T</sub>)及びk, εの拡散係数に対する同様な量(σ<sub>k</sub>, σ<sub>ε</sub>)は以下のようなになる。

$$\sigma_T = \frac{\omega}{\alpha} \tag{10}$$

$$\sigma_k = \frac{\omega}{C_k} \tag{11}$$

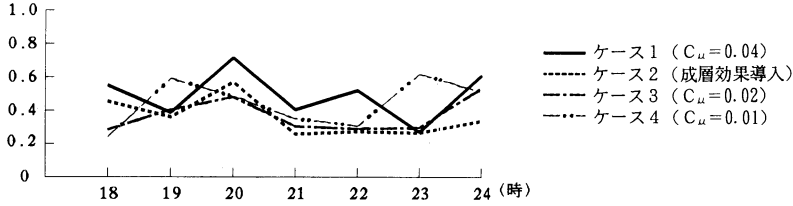
$$\sigma_{\epsilon} = \frac{\omega}{C_{\epsilon}} \tag{12}$$

fは、壁面の効果を示すdamping factorであり、次式で与える(Rodi, 1985)。

$$f = \frac{k^{3/2}}{C_w \cdot \epsilon} \cdot \frac{1}{z} \tag{13}$$

$$C_w = \frac{\kappa}{C_{\mu 1}^{3/4}} \tag{14}$$

κはカルマン定数で、C<sub>μ1</sub>は第1グリッドのC<sub>μ</sub>値を示す。(5)~(14)式中のモデルパラメータについては、Gibson and Launder (1978)の中で大気境界層にお



第17図 正規化した平均2乗誤差の平方根の時間変化.

る観測結果などを用いて決められた値を採用し、 $C_k$ 及び $C_\epsilon$ については Rodi (1985) に示されている値を用いた。なお、(5)~(14)式に示す定式化は、 $C_\mu$ 、 $\sigma_T$ 、 $\sigma_k$ 、及び $\sigma_\epsilon$ を変化させることにより、最終的にはk-εモデルで採用している渦粘性の形でまとめられており、比較的簡便な形を保っている。また、これらのパラメータ値を採用した結果得られる $C_\mu$ は、安定な成層状態が強くなるほど小さくなるなど、定性的には妥当な傾向を示していると考えられ、その値についても中立~弱安定な層では0.04~0.01程度の値となり、第3表に示す値と比較し、おおよそ妥当な値であると考えられる。ただし、計算にあたっては、(6)及び(8)式は、Bに対する不連続関数(分母がゼロをとり得る)となっているため、とりあえず $\omega$ や $\overline{w^2}/k$ が非合理的な値(負)にならないようにBについて下限値(-2.0)を設定した。また、 $C_\mu$ についても、上限値及び下限値を設定した。 $C_\mu$ に対する上限値の設定は、(今回の解析では)主に境界層の上部の弱不安定な温位勾配を持つ層で影響するが、前節の考察(0.09一定より0.04一定の方が良く、上層の拡散フラックスを調節することによっても影響する)を参考に0.04を設定した。また、下限値については $C_\mu$ が負にならない条件として、とりあえず0.001で抑えることにした。

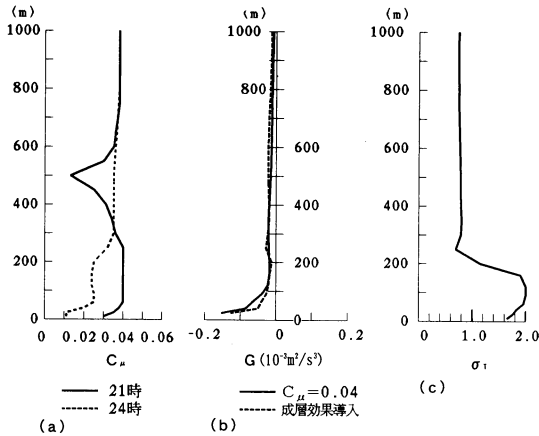
本節では、成層効果を導入したモデルに加え、単純に $C_\mu$ を小さくしたケースについても比較の考察ができるように、 $C_\mu=0.02$ 及び0.01としたケースについても計算を行った。以降の考察では、これらの4つのケースの比較を行い、それぞれケース1( $C_\mu=0.04$ 、4.3節の結果)、ケース2(成層効果)、ケース3( $C_\mu=0.02$ )、ケース4( $C_\mu=0.01$ )とする。

第15図に、これらの4ケースの $k$ 値の鉛直分布の比較を示す。この図から、ケース1に比較し、他のいずれのケースの結果も全時刻で $k$ 値が大きくなっていることがわかる。個々の時刻については、以下のようになっている。18時及び19時ではケース2及び3の結果が比較的良く一致しており、ケース4は18時の50m

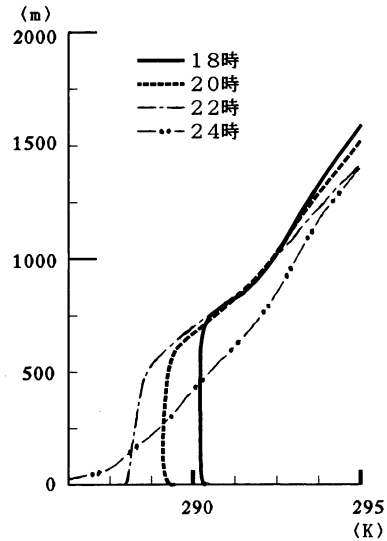
を除き過大評価となっている(第15図a及びb)。20時については全ケースとも計算結果は観測結果に比べてかなり小さくなっている(第15図c)。この時刻については、第4図に示した風向風速の鉛直分布にもみられるように50及び100mに風向の異なる層がみられ、2次元性の仮定から外れ、風向が変化することによる水平方向シアーによる $k$ 値増加の効果をうまく再現できないためと考えられる(水平風速が $5\text{ ms}^{-1}$ 程度の場合、1方位(22.5度)の変化によっても、 $10^{-4}\text{ m}^2\text{ s}^{-3}$ のオーダーのシアー生成ができる可能性があり、第13図のシアー生成項と比較できる大きさになる)。21時については、ケース2及び3は50mでやや過小評価となっているが比較的よく一致し、ケース4は50m及び150mで過大評価となっている(第15図d)。22時については、ケース4が最もよく一致しているが(第15図e)、23時ではケース2及び3が良く一致し、ケース4は50~150mで過大評価となっている(第15図f)。安定度が強くなる24時の結果については、150mの値を除きケース2が良く一致しており、その他のケースでは計算結果は観測結果に比較的小さくなっている(第15図g)。以上示した計算結果と観測結果の適合の度合いを定量的に評価するため、観測結果により正規化した50~150mの3高度の平均の2乗誤差の平方根((15)式に示す)を計算した。

$$D = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{(k_{ob} - k_{sim})_i^2}{(k_{ob})_i^2}} \quad (15)$$

ここで、 $k_{ob}$ はドップラーソーダ観測による $k$ 値、 $k_{sim}$ は計算結果による $k$ 値を示す。また下付きの $i$ は鉛直方向の観測点番号を示し、 $n=3$ である。第17図に、この値の変化を示す。また、第5表に各ケースについての18~24時の総和を示す。誤差の総和が最も小さなケース2の結果は、第17図に示した時間変化においても18~24時を通して小さな誤差となっており、観測結果との適合が最も良いと考えられる。また、ケース3についても24時を除き小さな誤差となっている。



第18図  $C_\mu$ の鉛直分布, 浮力生成項の比較及び乱流プラントル数の鉛直分布 ( $x=36\text{km}$ ). (a)  $C_\mu$ の鉛直分布, (b) 浮力生成項の比較(24時), (c) 乱流プラントル数 (24時).



第19図 計算結果による温位の鉛直分布 (成層効果導入後).

なお、ケース4については、先述したように過大評価となる18, 19, 21時で誤差がやや大きくなっている。

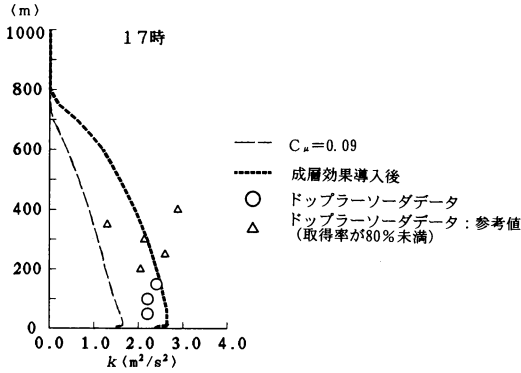
以上示した比較結果から、成層効果を導入したケースが、日没から安定成層の度合いが強くなる時刻(18~24時)を通して観測結果を最も良く再現しており、本節で採用した成層効果を導入したモデルが、観測結果を再現するために有効であることがわかった。また、安定成層の度合いが比較的弱い時刻では、ケース3 ( $C_\mu=0.02$ ) についても観測結果と良く適合しており、この選択 ( $C_\mu=0.02$ 一定) も安定度が弱い場合には比較的妥当であると考えられる。

なお、成層効果を導入したモデルについて、第18図aに示す  $C_\mu$  値の鉛直分布(21時及び24時)から、500m以下の境界層内で  $C_\mu$  値が小さく、21時については境界層内の  $C_\mu$  値は0.02程度となっていることがわかる。先述したようにケース3 ( $C_\mu=0.02$ ) の結果が比較的妥当であることから、21時ころまでは  $C_\mu$  値を小さくすることが、(成層効果導入によって)  $k$  値を比較的大きく保つことに寄与したものと考えられる。一方、強い安定成層となる24時については、 $C_\mu$  値は小さくなるものの、0.01程度である。(5)~(14)式からわかるように、成層による効果は  $C_\mu$  値を変化させることに加え、乱流プラントル数 ( $\sigma_T$ ) や拡散パラメータ ( $\sigma_k$  及び  $\sigma_\epsilon$ ) の値を変化させることによって  $k$  値に影響を与えると考えられ、中でも(浮力項を変化させ)影響が大きいと考えられる乱流プラントル数 ( $\sigma_T$ ) の寄与について考える。第18図cに示すように、

強い安定成層となる地上付近で乱流プラントル数が2.0に近く、(1.0と仮定した)その他のケースと比較し大きな値となっている。このことは、第18図bに示すように、安定成層下における浮力消滅を抑え(ケース1に比較し成層効果を導入したケース2の絶対値が小さい)、 $k$  値を比較的大きく保つことに寄与すると考えられる。

以上の考察をまとめると、(5)~(12)式を用いて成層効果を導入することにより、日没から夜間安定成層時にかけてドップラーソーダ観測により得られた  $k$  値をおおよそ再現でき、このような成層効果は、主に  $C_\mu$  を小さくすることにより  $k$  値を比較的大きく保つことに寄与するが、強い安定成層時においては乱流プラントル数を大きくすることも観測結果による  $k$  値の再現に必要なことが明らかになった。

なお、成層効果導入による平均値の分布(風速分布及び温位)への影響については、地表面の気温や地衡風を(観測結果をもとに)与えていることなどから、大きな変化はみられないが、第19図に示す(温位分布)ように、地表付近の温位の勾配など(第10図と比較)観測結果との適合性がやや改善されていることがわかる。また、4.2節で示した乱流運動エネルギー分布や各項寄与の変化(水平移流項の寄与があることや、浮力項が大きな負の値にならないことなど)についても、絶対値はやや変化をするものの、定性的な特徴や変化



第20図 乱流運動エネルギー(k)の鉛直分布の比較(17時)

第4表 成層効果を導入した式のモデルパラメーター (Gibson and Launder, 1978, Rodi, 1985)

$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_1'$	$C_2'$	$C_{1T}$
1.8	0.6	0.5	0.5	0.3	3.0
$C_{2T}$	$C_{T3}$	$C_{1T}'$	$R$	$C_k$	$C_\epsilon$
0.33	0.33	0.5	0.8	0.24	0.15

傾向については、ほとんど変化しない。

本研究では、日没から夜間安定成層時にかけての解析に絞っているが、このモデルを日中の解析に適用しても、おおよそ妥当な結果を得ることを確かめている(第20図に17時の計算結果についての比較を示す)。

本研究で示した方法は、中立な状態の接地層の観測結果を基にした値により $C_\mu$ の上限を抑えており、不安定成層化では $C_\mu$ を過小評価している可能性もあるが、第20図に示されるように、日没前の17時の結果においても、 $C_\mu=0.09$ の結果(細破線で示す)では $k$ 値が小さいことから、日中でも $C_\mu=0.09$ は過小評価である可能性が高く、0.04で抑えることは(過大評価の可能性はあるものの)比較的妥当な範囲であると考えられる。

5. まとめ

本研究では、前報の結果を引き継ぎ、日没から夜間安定成層時にかけての乱流運動エネルギーの変化について鉛直2次元のk-εモデルを用いて解析を行った。解析の結果、以下の結論が得られた。

1) 対象とした海風侵入後の $k$ 値は、下層の成層状態が安定へと変化するにつれて徐々に小さくなるものの、強い安定成層になるまで比較的大きな値を保つこ

第3表  $C_\mu$  値推定に用いた観測結果等.

$C_\mu$ 値	推定に用いた観測結果等
0.09	$-\overline{w}/k$ に対する実験結果(中立な工学の流れ) Launder and Spalding (1974) から(1)式より推定
0.04	$\sigma_u/u^*$ , $\sigma_v/u^*$ , $\sigma_w/u^*$ に対する観測結果(中立, 平地) Panofsky and Dutton (1984) から(2)式より推定
0.01	$\sigma_u/u^*$ , $\sigma_v/u^*$ , $\sigma_w/u^*$ に対する観測結果(中立, 丘陵地, 山なし) Panofsky and Dutton (1984) から(2)式より推定

第5表 正規化した平均の2乗誤差の平方根の総和

ケース1 ( $C_\mu=0.04$ )	ケース2 (成層効果)	ケース3 ( $C_\mu=0.02$ )	ケース4 ( $C_\mu=0.01$ )
3.47	2.51	2.60	3.09

とがわかった。このような $k$ 値の変化には、海風の侵入により形成される熱的に不安定な混合層が、日没後もしばらく(19時以前)継続すること、日中に引き続き海岸線付近の丘により強められた $k$ の水平移流フラックスの収束があることも影響していると考えられる。また、地表付近の成層状態が安定になった後(20時以降)は、混合層から変化した中立層が比較的長い間継続することが $k$ 値を比較的大きく保つことに寄与していると考えられる。

2) モデルパラメーター $C_\mu$ に大気境界層の乱れの観測結果(中立, 平地)をもとに推定した値( $C_\mu=0.04$ )を用いて計算した結果、 $C_\mu=0.09$ (中立な工学の流れから推定)を用いた結果では観測結果に比較し過小評価となっていた $k$ 値を改善できることがわかった。また、モデルパラメーター $C_\mu$ を小さくすることは、 $k$ の境界値を大きくするとともに、渦拡散係数を通して上層の乱流拡散フラックスを調節することによっても、 $k$ 値を比較的大きく保つことに寄与する。このことは、上層においても $C_\mu$ を小さく(0.04)する必要があることを示している。

3) 成層効果を導入したモデルパラメーターを用いてシミュレーションを行った結果、ドップラーソーダデータにより得られた $k$ 値をほぼ再現できることがわかった。また、このような成層効果は、主にモデルパラメーター $C_\mu$ を通して $k$ 値に影響するが、強い安定成



層時においては、乱流プラントル数 ( $\sigma_T$ ) を大きくすることによっても比較的大きな  $k$  値を保つことに寄与し、このことも観測結果を再現するのに必要であることが明らかになった。

最後に、乱れ場を含む大気境界層の予測モデルを確立することを目的とし、 $k-\epsilon$  乱流モデルを用いてドップラーソーダデータを解析した一連の研究 (高木・北田, 1994; 高木・北田, 1996) をまとめると、以下に示す  $k-\epsilon$  モデルのパラメーターが推奨される。

- ・成層効果を反映したモデルパラメーター

(5)~(14)式に示す方法により、モデルパラメーター ( $C_\mu$ ,  $\sigma_T$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\epsilon$ ) を算出することにより成層効果を導入する。ただし、無次元安定度 (B) には、下限値を設定し、 $C_\mu$  にも上限及び下限値を設定することが必要。

- ・ $\epsilon$  方程式の中のモデルパラメーター  $C_{4\epsilon}$

- ・ $\epsilon$  方程式中の浮力項を制御するモデルパラメーター

$C_{4\epsilon}$  には、安定成層中でも浮力項をはたらかせる値 (0.2) を使うことが適当 (高木・北田; 1994)。

## 謝 辞

本研究遂行にあたり、貴重なデータを提供して頂いた中部電力環境部の皆様ならびにテクノ中部の小川弘氏に感謝致します。気象協会東海本部内では、環境調査課長の筑紫文夫氏に研究遂行の便宜を図って頂きました。深くお礼を申し上げます。また、貴重なご指摘及びご意見を頂いたレフリーの方々にお礼を申し上げます。

## 参 考 文 献

Caughey, S. J. and S. G. Palmer, 1979: Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **105**, 811-827.

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.

Gibson, M. M. and B. E. Launder, 1978: Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer, *J. Fluid. Mech.*, **86**, 491-511.

Hossain, M. S. and W. Rodi, 1982: A turbulence model for buoyant flows and its application to vertical buoyant jets, *Turbulent Buoyant Jets and Plumes* (W. Rodi, ed), HMT-Series, Vol. 6, Pergamon Press, Oxford, England.

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) を例に一, *土木学会衛生工学研究論文集*, **27**, 117-127.

Kitada, T., H. Takagi, K. Kunii and H. Kato, 1991: Numerical investigation of the coastal atmospheric environment influenced by small-scale peninsula, *Energy and Buildings*, **16**, 979-992.

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

近藤宏次, 村上周三, 持田 灯, 1994: 改良  $k-\epsilon$  モデルによる建物モデル周辺気流の数値計算, 第8回数値流体力学講演論文集, 363-366.

Launder, B. E. and D. B. Spalding, 1974: The numerical computation of turbulent flow, *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, **3**, 269-289.

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.

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

Panofsky H. A. and J. A. Dutton, 1984: *Atmospheric turbulence—Models and Methods for engineering Applications*, A Wiley-Interscience Publication, 160pp.

Patankar S. V., 1980: *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, Washington D. C., 30-31.

Rodi, W., 1985: Calculation of stably stratified shear-layer flows with a buoyancy-extended  $k-\epsilon$  turbulence model. *Turbulence and Diffusion in Stable Environments* (Ed. Hunt, J. C. R.), Oxford Univ. , 111-140.

Sha, W., T. Kawamura and H. Ueda, 1991: A numerical study on sea/land breezes as a gravity current—Kelvin-Helmholtz billows and inland penetration of the sea-breeze front—, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1649-1665.

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  $k-\epsilon$  乱流モデルによる解析, *天気*, **41**, 827-846.

高木久之, 北田敏廣, 1996: 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—, *天気*, **43**, 289-302.

A Numerical Simulation of Turbulent Kinetic Energy Observed with  
Doppler Sodar under Neutral to Stable Conditions after Sunset,  
using a Two-Dimensional  $k-\epsilon$  Turbulence Model

Hisayuki Takagi\* and Toshihiro Kitada\*\*

\* (Corresponding author) Tokai Office, Japan Weather Association,  
Nagoya 462-0042, Japan.

\*\* Department of Ecological Engineering, Toyohashi University of Technology.

(Received 6 August 1996 ; Accepted 26 September 1997)

**講演企画委員会からのお知らせ「スペシャル・セッション」のテーマ募集**

1998年度秋季大会（仙台，10月20～22日の予定）におけるスペシャル・セッションのテーマと世話人を募集します。スペシャル・セッションにおいては，世話人と講演企画委員会との協議のもとに，通常のセッション編成の枠にとられない企画ができます。具体的な実施方法については「天気」1994年2月号（78ページ）をごらん下さい。なお，申込テーマの重複や総数によっては講演企画委員会で調整をする場合がありますので，ご了承下さい。

応募される方は，下記の事項を期限内にお知らせ下さい。

1. セッションのテーマ
2. 趣旨説明（400字程度）
3. 世話人およびその連絡先（予稿コピーの送付先住所を明記のこと）

以上は「天気」5月号に掲載されます。

申込先：〒305-0052 茨城県つくば市長峰1-1  
気象研究所 予報研究部内  
講演企画委員会（小泉 耕）

申込期限：1998年4月15日（水）必着