

接地気層での海風前線の観測Ⅱ —海風の侵入に伴う乱流統計量の変化*—

千葉 修**・石川 明 弘***・広 田 智佳朗****

要 旨

海風の侵入に伴い接地気層で観測されたいくつかの乱流統計量の振る舞いに顕著な変化が見られた。先ず、鉛直風速については、海風前線侵入直前の鉛直下降流と侵入直後の鉛直上昇流の存在が認められた。さらに地表面付近の乱れのスケールは、前線の侵入前後で大きく変化している。その一因として前線侵入前後での下降流、上昇流が影響しているものと推測される。また低高度でのエネルギー消散率は海風の侵入前に比較して、侵入後に風速シアの増加によって大きな値を示した。

1. はしがき

一般に、昼間の海風と夜間の陸風から構成される海陸風は沿岸地域では周知の自然現象として認識されている。特に日中に卓越する海風の侵入は、それまで内陸に存在していた一般流又は陸風と交替する時、海風前線を形成し、風の急激な変化が見られる。この状況は性質を異にする2つの空気流が衝突し混合する境界領域での現象とみなすことができる。従って、この境界領域は非定常な乱流の問題を提供している。

ところで地表面摩擦と日射や放射などの熱的影響を直接受ける接地気層では、海風の侵入によって、さらに複雑な乱流状態が予想される。海風前線あるいは海風の侵入前と侵入後で、どの乱流統計量がその大きさをどの程度変化させるかについて詳細に研究した例は少ないように思われる。本研究では接地気層の乱流観測で得たデータの統計解析から海風の侵入に伴う乱流統計量の変化の特徴について言及する。

2. 観 測

海風の侵入に着目した大気乱流観測は、土佐湾の海岸

線から約 2 km 内陸にある高知大学理学部付属の大気境界層観測所 (Atmospheric Boundary-Layer Observatory, ABO) の 21 m 高度の観測塔を利用して1986年 8 月から1987年11月にかけて行なわれた。この場所では、冬の北よりの強い季節風や時折通過する高・低気圧の擾乱を除くと年間を通じて海陸風の出現頻度の高いことが高知空港出張所 (1985) によって報告されている。なお観測場所と観測方法の詳細については、千葉ほか (1990) を参照されたい。

3. 海風侵入前後の乱流統計量の変化

海風が侵入した時、前線の構造を複雑にするいくつかの要素が考えられる。例えば、海風とその対抗流のなす角度や、各々の流れの強さ、そして水平及び鉛直方向の風速勾配 (シア) の急激な変化などである。しかしながら、それらの全てを野外観測で測定し、総合的な前線構造を求めることは難しい。その代わりに地表面付近の前線構造について詳細な議論をする前に、前線構造の特徴を理解する必要がある。その一助として、ここでは乱流統計量として鉛直風速、乱れのスケールそしてエネルギー消散率を取り上げ、それらが海風前線あるいは海風の侵入前後でどのように変化するかを調べる。

3.1 風速鉛直成分 (W) の変化

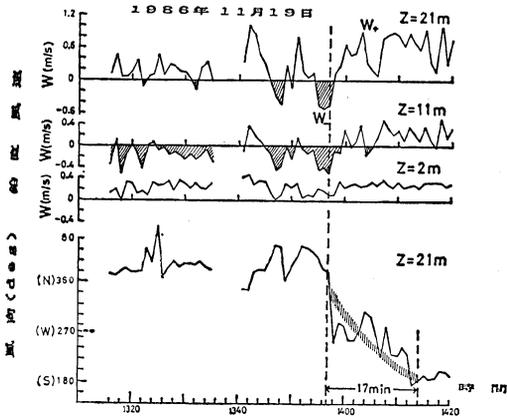
海風前線あるいは海風の通過に伴う顕著な気象要素の変化は風向、気温のみに限らない。第 1 図は1986年11月19日に ABO に海風が侵入した時、13時16分から14時20分にかけて高度 2 m, 11 m, 21 m で観測した鉛直風速 W と 21 m 高度での風向の時間変化を示す。これらの量は

* The Change of Turbulence Quantities due to the Penetration of the Sea Breeze: the Sea Breeze Front Observed in the Atmospheric Surface Layer: Part 2.

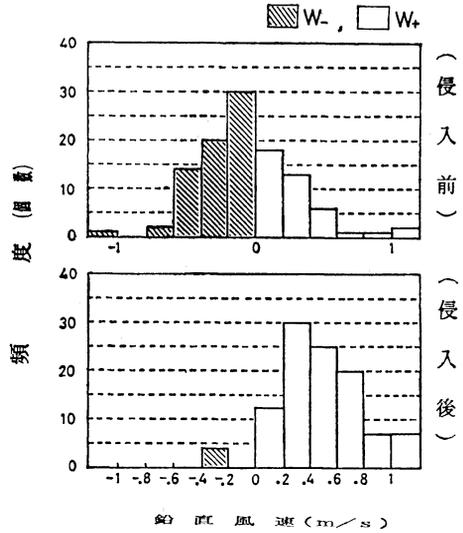
** Osamu Chiba 高知大学理学部。

*** Akihiro Ishikawa 日本気象協会北海道本部。

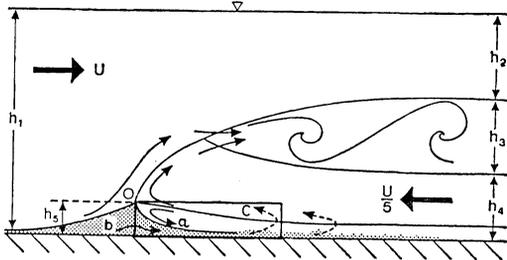
**** Chikao Hirota (株)アジア航測。
—1991年 3 月13日受領—
—1991年 9 月25日受理—



第1図 1986年11月19日の海風侵入時の鉛直風速(2 m, 11 m, 21 m)と風向(21 m)の60秒毎の平均値の時間変化。



第2図 海風前線の侵入前後に見られた鉛直下降流(W_-)と鉛直上昇流(W_+)の度数分布。



第3図 Simpsonの重力流ヘッドのシミュレーションモデル。四角枠内は地表面付近の小循環を示す。

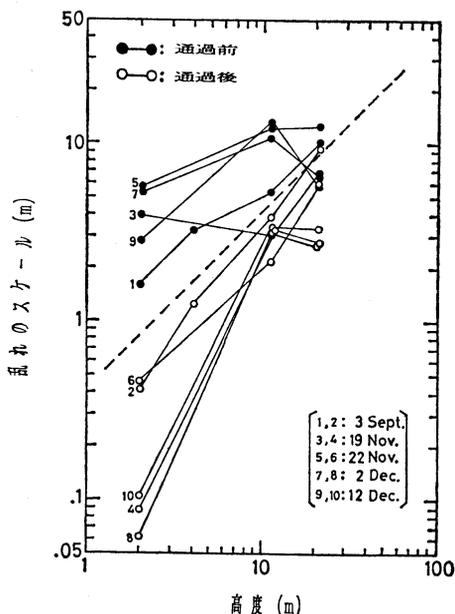
超音波風速温度計 (SAT) を用いて測定し、各データは0.1秒で切り出し60秒毎の平均値(ランニングミーン)としてプロットした。この時の前線侵入時刻(風向がソフトし始める時刻)は、図の縦の破線で示すように13時57分であり、17分後にはほぼ南風(180 deg)に変わった。つまり、この時の前線の通過時間は17分である。前線通過前に11 m, 21 mの W 成分はハッチで描いたように下降流 W_- が、そして前線の先端が通過した後の20分程度には上昇流 W_+ が卓越しているのが見られる。

このような前線侵入直前の顕著な鉛直下降流と侵入直後の鉛直上昇流の存在は、1986年7月から1987年10月までの観測実施日数53のうち21例において認められた。従って下降流と鉛直流のペアが前線侵入前後に常に見られるというものではない。これら21例のデータから鉛直流がどの程度の大きさをどれ位の頻度で持つのかを調べた結果が第2図に示される。なお、観測された前線の通過

時間が1986年のデータから5~17分に、そして1987年には6~12分の間にあったことを考慮して、高度21 mで観測された前線の侵入直前直後の5分間の鉛直風速に限定して解析を行なった。そして1分毎の平均値を各ランから10個取り出し、それらが幅0.2 m/sで分割した各階級で占める頻度が侵入前、侵入後に区別して示される。侵入前には下降流(W_-)の方が頻度が多く、0~-0.6 m/sの範囲に含まれるものが全体の60(=63/105)%を占める。一方、侵入後には上昇流(W_+)の方が頻度が多く、0.2~0.8 m/sの範囲に含まれるものが全体の71(=75/105)%であり、下降流の出現頻度は極めて少ない。

海風前線前後でのこのような下降流と上昇流のペアの存在を室内実験からMitsumoto *et al.* (1983)が、そして野外のミニ・ソーダ観測からHelms *et al.* (1987)が見出ししているが、それについての物理的な説明はされていない。そこで1つの試みとして第3図のSimpson (1987)の室内実験のシミュレーションモデルを用いてその観測事実の注釈をする。

接地気層と関係する海風前線下部の構造について、海風前線を重力流ヘッドとして取り扱ったSimpson (1987)のモデルを用いると次の様な解釈が可能である。つまり、第3図の地表面近くの四角枠内で示される領域では、重力流の一種としての海風が前進すると地表摩擦に



第4図 海風前線通過前後での乱れのスケールの高度分布. 破線は混合距離に相当する.

よって減速された流れ, つまり重力流ヘッドより後退した流れ(a)と, そして海風の下に押しつぶされた対抗流側(影の部分)での下降流(b)が顕著になる. 一方, 海風側では密度の小さい流体が下側に, 重い流体が上側になる, いわゆる重力不安定のために上昇流(c)が卓越し, 海風循環とは逆の小循環が地表近くに形成される. これを参考にして前線通過前後での風速の鉛直成分 W の振る舞いを考えると, 前線通過前には図の(b)の流れに対応してヘッドの下に空気流が押さえられて下降流が起り, 同時にまた下面付近での発散に結びつくものと予測される. それに対して前線通過後には図(c)の流れ, つまり上昇流と, それと同時に周囲の空気流の収束が予測される.

3.2 乱れのスケール(ℓ)の変化

乱れのエネルギー輸送の基本的な担い手となる流体塊(乱流渦)の広がり「乱れのスケール」として代表される. それは4高度(2 m, 4 m, 11.25 m, 21 m)で観測された約10分の W 成分のフーリエ変換(FFT)によるスペクトル解析から求めた. すなわち, W 成分の分散スペクトルのピーク周波数を n_p とすれば, 平均流方向の乱れのスケール ℓ は $\ell = U / (2\pi n_p)$ で求めることができる(Chiba, 1984). 第4図は前線通過前10分(●—●)と通過後10分(○—○)に得られた各々5例の乱れのスケール

の高度分布を示す. この5例は1986年に観測したもので, 後述するテイラーの仮定を満足するものを選んだ. ℓ の値は図中の破線で示される混合距離($=\kappa z$; z は高度で, カルマン定数 $\kappa=0.4$ である)と比較すると, 低高度(2 m, 4 m)において大きくずれている. つまり, 前線通過前には ℓ は混合距離より大きく, 前線通過後には小さい. この原因の1つとして前線通過時のシア(変形速度)の不安定, つまりウインドシアの空間的な変化が挙げられるが, 鉛直流の寄与も無視できないものと考えられる. ℓ が $1/n_p$ に比例することを考えると, 通過前には下降流が流体塊を押し広げるために渦の低周波成分の寄与が大きくなり, 一方, 通過後には上昇流が卓越して高周波成分が増加するために ℓ は小さくなるものと推測される.

3.3 エネルギー消散率(ϵ)の変化

海風の通過前後での乱流拡散に関して注目される量として乱れのエネルギー消散率(ϵ)がある. 大気現象が定常であるという条件の下では, ϵ は乱れのエネルギー収支式から近似的に

$$\epsilon = (g/\theta) \overline{w'T'} + (-\overline{u'w'}) (\partial U / \partial z) \quad (1)$$

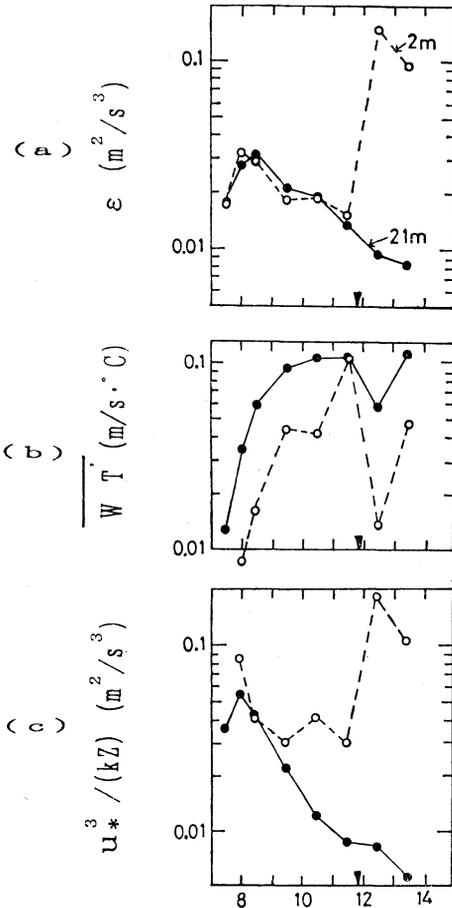
[I] [II]

と表される. しかしながら, 海風侵入時には極めて非定常な状態が予測されることから, ϵ は(1)式からでなく, 慣性小領域で成立する乱れのスペクトル密度の $-5/3$ 乗則から求めた. つまり,

$$\epsilon = (S_w(n)/C)^{3/2} (2\pi/U) n^{5/2} \quad (2)$$

ここで, $S_w(n)$ は周波数 n での鉛直風速の変動成分 w' のエネルギースペクトル密度, C はコルモゴロフ定数で0.7を採用した. 第5図(a)は1986年9月3日の7時30分から13時30分にかけて1時間毎に10分間ずつ観測した高度2 mと21 mでのデータをもとに(2)式から得た2高度の ϵ の時間変化を示す.

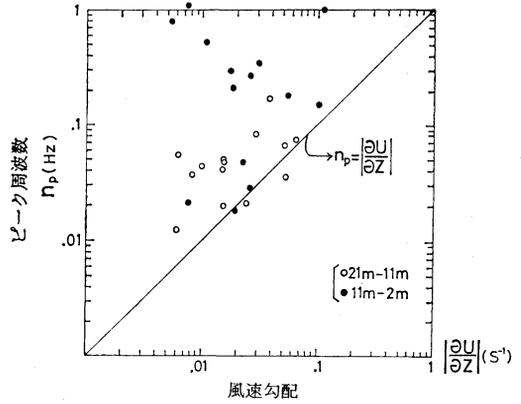
(1)式の右辺の第1項, すなわち, 浮力によるエネルギー生成項=[I]に関係する熱流束($\overline{w'T'}$)を評価し, そして第2項のシアによるエネルギー生成項=[II]については $u_*^3 / (\kappa z)$ [但し, u_* は摩擦速度]で近似し, それらの時間変化を ϵ と同じ時間帯について示したのが, 各々第5図(b), (c)である. 特に注目し値するのは, 2 m 高度での ϵ の変化である. この日の前線侵入時刻は同図に▼印で示した11時55分(千葉その他, 1990の第3図を参照)であり, それ以前の11時30分~40分までの ϵ の値は $\epsilon=0.015$ (m^2/s^3) であるが, 前線が



第5図 2高度(2mと21m)の(a)鉛直風速のスペクトルから評価したエネルギー消散率 ϵ と(b)熱流束と、(c) $u_*^3/(kz)$ の時間変化。いずれも1986年9月3日の7時30分から13時30分までの記録を示す。

5分で通過した後観測点が海風域に入った時に $\epsilon=0.15$ (m^2/s^3)と急激に増加している。この原因として次のようなことが考えられる。第5図(b),(c)から、前線が通過し、海風が侵入した12時過ぎに2m高度での wT が大きく減少しているのに対し、 $u_*^3/(kz)$ が急激に増加していることが分かる。つまり、低高度では風速シアの影響が海風侵入後に大きく、それが ϵ の値の増加に寄与したものと判断される。

最後に、乱れのスケールと ϵ を評価した方法はいずれもテイラーの仮定に従っている。しかしながら、果たして大きな風速勾配のある流れの場で渦が急激な変化をせ



第6図 渦のピーク周波数と風速勾配との関係。

ずに測定高度の平均流で運ばれるかどうかという問題がある。これを検討するために代表的な渦のスケールに係わるピーク周波数 n_p と風速勾配の絶対値 $|\partial U/\partial z|$ (○印は21m~11.25m, ●印は11.25m~2m間の風速勾配の値を示す)との関係を第6図に示す。なお n_p については2高度での n_p の平均値を用い、さらに風速勾配については前線前後の10分平均値を用いた。それから風速勾配は前線での非定常な流れの場では負の値をとることもあるのでその絶対値を考慮した。

ところで、水野(1976)によれば、テイラーの仮定が満足されるのは $\partial U/\partial z \ll n$ の時である。渦のスケールに n_p が大きく寄与していることを考えると、 n を n_p で置き換えることができる。結局 $\partial U/\partial z \ll n_p$ の関係が満足されればテイラーの仮定を用いてよいことになる。図中の実線は $\partial U/\partial z = n_p$ を示すが、解析結果はテイラーの仮定を十分に満足するものではないものの二三のデータ(第1図に關係する11月19日や第5図の9月3日のデータはこれに該当しない)を除くと、 $\partial U/\partial z < n_p$ を満足している。このように大きなシアの予測される流れの場においてもテイラーの仮定がからくも使える理由として、前線前後で起こっている現象が10分程度以内の短い時間スケールのものであること、さらに第6図のスペクトル解析から求めた n_p の値が0.01から1Hzの範囲に分布していることからわかるように、乱れの低周波成分よりも高周波成分の寄与が大きいことがあげられる。

4. 結論

高度21m以下の接地気層での乱流観測から、いくつかの乱流統計量は海風前線あるいは海風の侵入前後に特

微的な変化を示した。その変化の特徴は以下のようにまとめることができる。

(1) 海風前線の侵入直前直後には顕著な鉛直下降流と上昇流が存在することがあり、空気流の発散・収束を伴う。

(2) 海風の侵入は、低高度での乱れのスケールの大きさに影響を与える。

(3) 前線通過後の海風域において、低高度でのウインドシアの増加はエネルギー消散率を増加させる。

これらの結果は海風が侵入する前後の短い時間帯に、極めて非定常な乱れの場合が構成されていることを示唆している。

謝 辞

J.E. Simpson 博士と御親交のある 木村竜治博士 (東京大学海洋研究所) には、重力流及び海風前線の研究に際し時機を得た資料を提供していただいた。その御厚意に深く感謝致します。また安達隆史博士 (財団法人日本気象協会中央本部) には、本原稿を御一読いただき、その上有益なコメントをいただいたことに感謝致します。

文 献

Chiba, O., 1984: Height dependence of the scale of turbulence and higher-order moments of the vertical wind velocity in the neutral atmospheric surface layer, *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 312-322.

千葉 修, 石川明弘, 広田智佳朗, 1990: 接地気層での海風前線の観測Ⅰ. 海風前線の侵入時刻と前線幅について, *天気*, **37**, 415-419.

Helmis, D.N., Asimakopoulos, D.G., Deligiorgi, and D.P. Lalas, 1987: Observation of sea-breeze fronts near the shore-lines, *Boundary-layer Met.*, **38**, 395-410.

高知空港出張所(高知地方気象台), 1985: 高知空港における海陸風に伴う低層ウインド・シアとその予想法, *航空気象ノート*, **30**, 1-12.

Mitsumoto, S., H. Ueda and H. Ozoe, 1983: A laboratory experiment on the dynamics of the land and sea breeze, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1228-1240.

水野建樹, 1976: 大気乱流のコヒーレンスについて, *公害*, **11**, 320-336.

Simpson, J.E., 1987: Gravity Currents: In the environment and the laboratory, *Ellis horwood limited*, 244 pp.

第38回風に関するシンポジウム講演募集

共催: 地震学会, 土木学会, 日本海洋学会, 日本気象学会, 日本建築学会 (幹事学会), 日本航空宇宙学会, 日本地理学会, 日本農業気象学会, 日本林学会, 日本流体力学会, 日本風工学会

期日: 1992年3月6日 (金)

会場: 京都大学防災研究所 D-570室

講演募集:

- ① 応募者は, A 4 判用紙 1 枚に題目・講演者氏名(連名の場合同講演者に○印)・所属学会・勤務先・電話番号・論文梗概(100字程度)を記入し必ず郵送で応募する。

② 講演応募締切りは, 1月10日(金)(消印有効)

講演開催要領:

- ① 講演時間は, 1講演15分程度(応募題数により変更もある)
- ② スライド・OHP の使用は可。
- ③ 前刷集は作成しない。
- ④ プログラムは建築雑誌2月号に掲載予定。

懇親会: 講演終了後, 考えております。

申込み・問合せ: 日本建築学会

風に関するシンポジウム係