

## 海風フロントの構造と伝播特性に関する研究

STUDIES ON THE STRUCTURE AND DYNAMICS OF  
SEA-BREEZE FRONTS

石川忠晴\*・田中昌宏\*\*・山崎真一\*\*\*・鈴木宏和\*\*\*\*

By Tadaharu ISHIKAWA, Masahiro TANAKA, Sinichi YAMAZAKI and Hirokazu SUZUKI

Characteristics of sea-breeze fronts are investigated by field research and laboratory experiments. Field research was conducted at the Kasumigaura Lake where a sea-breeze front shows its plane figure through water surface ripples. Experiments were carried out using water tank with heating device below the inland part. Both front structures observed at the field and the laboratory water tank are closely similar to each other. A consideration is given to the celerity of sea-breeze front as a function of the initial density gradient and the density flux from the bottom.

Keywords: sea-breeze front, field research, density flow, heat convection

## 1. はじめに

わが国は地形が入り組んでいるため、海陸風、山谷風で代表される局地風が発達しやすく、われわれが感じる比較的明瞭な風の変化のかなりの部分を占めると考えられる。比較的広域にわたる大気汚染物質の移動、分散などには局地風の構造が少なからぬ影響を及ぼしていると推察される<sup>1)</sup>。本論文では、茨城県霞が浦周辺地域を対象に、局地風の代表である海風のフロントの構造と伝播特性について調査した結果を取りまとめている。

海陸風についての研究は、主に今世紀初頭から気象学の分野において盛んに行われている。それらのほとんどは海陸風を周期的循環流としてとらえている<sup>1)</sup>。大局的にはそのようにみることもできる。しかし、また海風の吹き始めは『フロントの通過』によっていることもよく知られている。また周期運動といってもそれは外力となる日射の周期性によるものであって、海風ないし陸風の運動機構に周期性が内在しているわけではない。そこで

本研究では、海風フロントの通過という不連続運動に焦点をあててデータ解析を行う。

Simpsonら<sup>2),3)</sup>は、航空機等を利用してEngland南部の海風フロントの構造と伝播特性を観測し、塩水を用いた重力密度流フロントとの相似性を検討している。本研究では、後で述べるように、重力密度流と異なった熱密度流特有の性質も検討している。

本論文の構成は次のとおりである。2.では現地の風向・風速記録をもとに全般的な風の特性を述べ、明確な風の変り目がフロントの通過によるものであることを示す。3.では、フロント構造を調べる目的で行った現地観測について述べる。4.では、現象全般を把握するために行った水槽実験について述べる。5.では、海風フロントの伝播速度について現地データと実験データを統一的に整理することを目的に行った検討の結果について述べる。

## 2. 茨城県霞が浦周辺の風の特性

## (1) 風の変化の全般的特性

解析対象地域と観測所の配置を図—1に示す。用いたデータは昭和59年9月から60年8月までの1年間の風向・風速のアナログ記録である。

図—2に霞が浦湖心観測所のアナログ記録を示す。こ

\* 正会員 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科 (〒152 目黒区大岡山2-12-1)

\*\* 正会員 工修 東京工業大学助手 工学部土木工学科 (同上)

\*\*\* 正会員 工修 北海道開発局

\*\*\*\* 学生会員 東京工業大学研究生

れからわかるように、風の吹き始めは吹き終りに比べて風速変化が比較的急である。この傾向は年間のデータ全般についてみられた。

そこで風の吹き始めが空間的にどのように伝わっているかを調べた。各観測所のアナログ記録から同一と思われる風について吹き始め時刻を読み取り、その時差に従って同一時刻に吹き始めたと思われる地点を地図上で内分して求めると、図-3に示すように風の不連続面がほぼ一定速度で進行してゆく様子が現われる。この不連続面をフロントとよぶことにする(注1)。

図-4に湖心観測所における風向別のフロントの発生頻度を示した。縦軸が季節(旬単位)、横軸が時刻である。図中の★は、風の吹き出しが非常に急激で図-3に示したようにフロントの移動状況が明確にとらえられたケース、●印は、風の吹きだしはあまり急激ではなく移動状

況は把握できなかったが、おそらくフロントと考えられるもの、◇は風向のみが急激に変化したものである。このように、フロントはあらゆる方向からやってくる。また非常に頻度の高い現象である。したがって、明確な風の変化とは、異なる性質をもつ空気塊の境界、すなわち、フロントの往来によると考えられるのである。

さてこの図から、西風と北風のフロントは晩秋から早春にかけて多く、季節的要因による風であると推測され

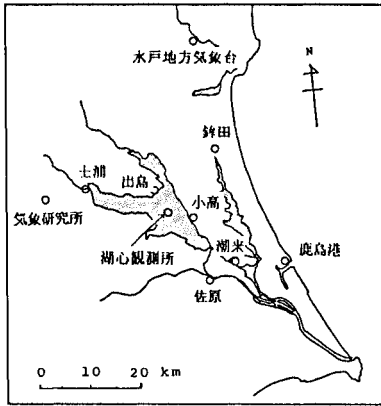


図-1 霧が浦周辺の風データ観測所

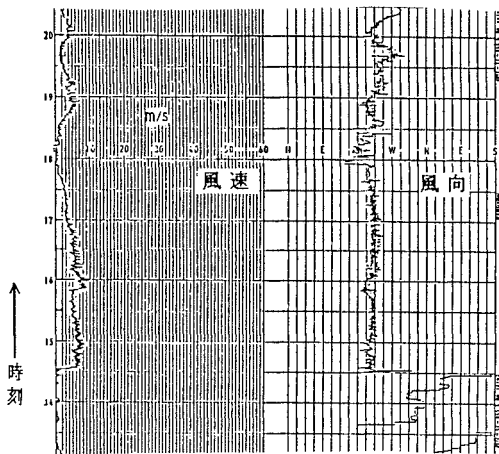


図-2 湖心観測所の風データ

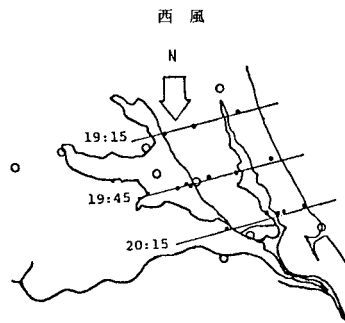
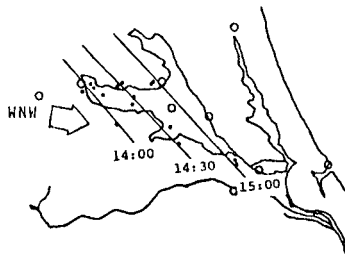
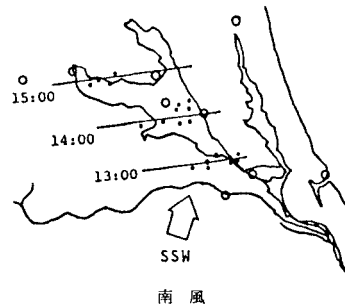
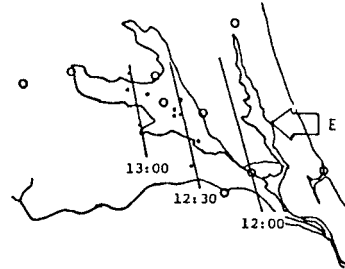


図-3 風フロントの移動状況

注1) 本論文で取り扱っているフロントは、寒冷前線、温暖前線というような大規模なものではなく、もっと日常的な頻度の高い現象である。

る。また東風と南風のフロントは年間を通じて日中に多いことから、日変化要因による風であると推測される。

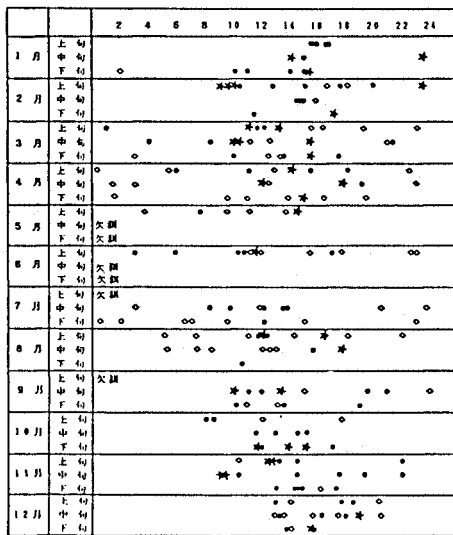
図-4の★のケースについては図-3のようなフロント移動図が得られたので、これからおのおのの伝播速度を算出し、風速と比較した。その結果を図-5に示す。

この図から次の2点がわかる。1つは、風向別の特性の違いである。すなわち、西風と北風のフロントの図では散らばりが大きく、東風と南風フロントの図では散らばりが小さい。これより、東風と南風のフロントは比較的規模のそろった類似の構造をもっていると推測される。いま1つは、フロントの移動速度が風速より遅いことである。このことは、フロント先端に強い上昇流が存

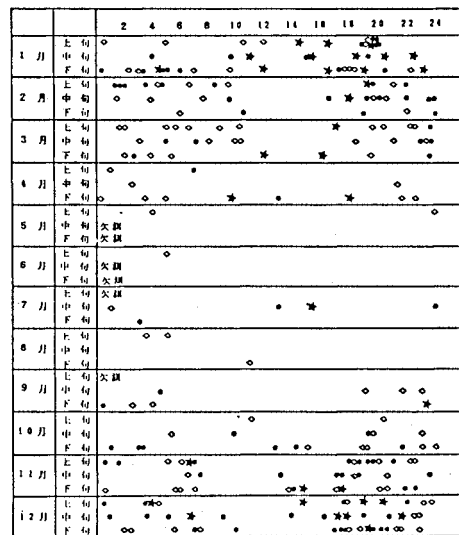
在することを意味する。Goff<sup>1)</sup>らによればサンダーストームの冷氣塊の流れ出しでは  $C=0.7u$  である。この図ではそれよりやや小さめであるが、特に東風と南風はほぼ同様の関係にあることがわかる。さて、このように風の明確な変化はフロントの通過によると考えられ、その構造、伝播特性などを調べるのが大気中の物質の移動、拡散等を知るうえで重要と思われる。そこで本研究では、頻度が高く規模の比較的そろった東からのフロントを対象に詳細に調べることとした。

(2) 東風フロントの発生条件

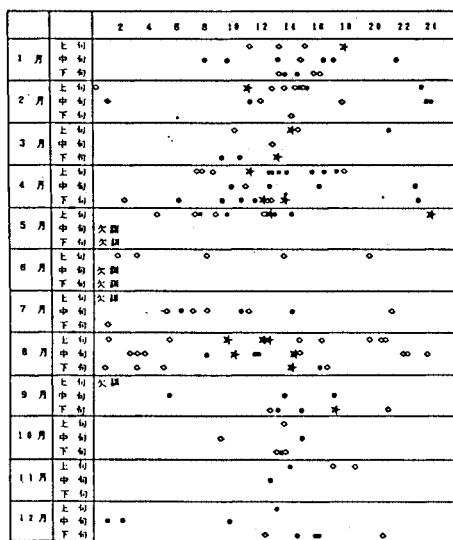
東風フロントの発生時刻およびこの付近の地形から、東風フロントの多くは海風のフロントと考えられる。本



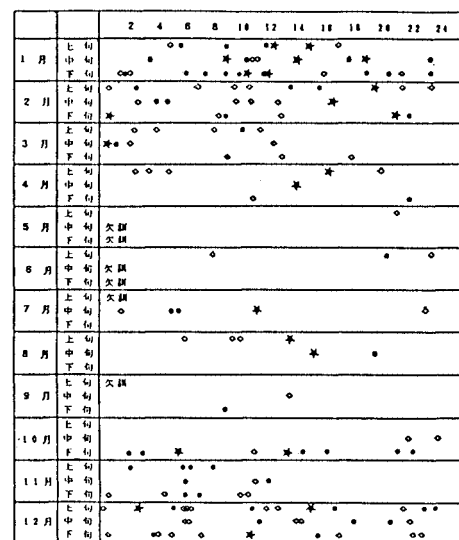
北 風



東 風

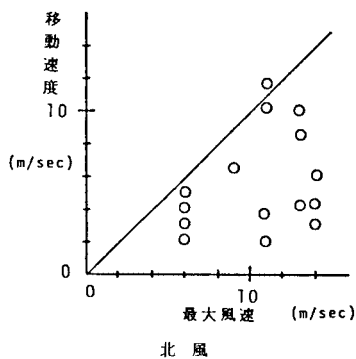
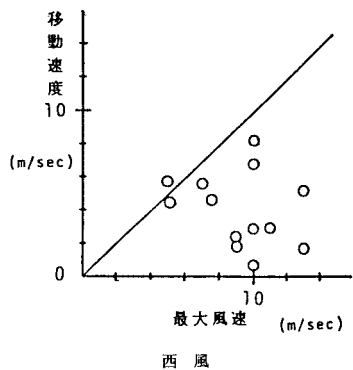
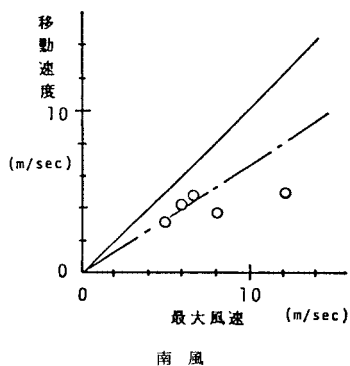
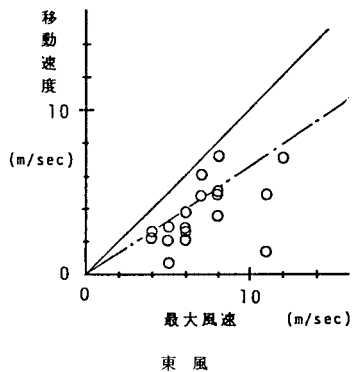


西 風

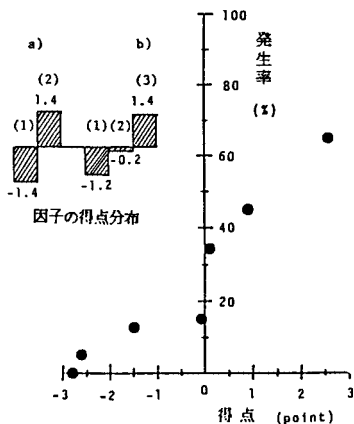


南 風

図-4 風フロントの年間発生状況



図—5 最大風速と移動速度の比較



図—6 海風と気象因子の関係

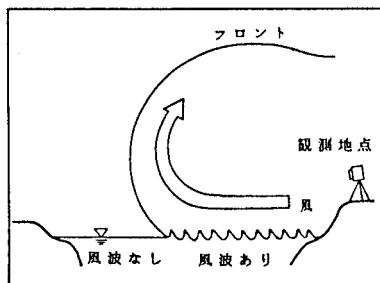
節ではまずこの点を確かめておく。

湖心観測所における東風フロントの通過、不通過と気象条件の関係を数量化解析Ⅱ類で調べた。まず、湖心観測所でデータが取れている270日を、(Ⅰ)8:00 pmから17:00 pmの間に東風フロントが通過した日、(Ⅱ)通過しなかった日、の2クラスに分類した。次に気象因子として予備解析において有意な相関をもちかつ互いにほぼ独立と考えられた次の2つの因子を設定した。

- a. 日照時間 (1) 7時間未満  
(2) 7時間以上
- b. 当日朝9時における気圧傾度  
(1) 6.8 mb/100 km 以上  
(2) 1.4~6.8 mb/100 km  
(3) 1.4 mb/100 km 未満

a. は水戸地方気象台の記録によった。また b. は一般の天気図から読み取った。

図—6の左上に各因子の得点分布を示す。プラスの得点が高いほど日中の東風フロントの発生頻度が高い。その下に獲得点数別の東風フロントの発生割合を示している。これから、日照時間の多い方が、また気圧傾度の小さい方が発生頻度の高いことがわかる。これらは海風フロントの一般的発生条件に合致している。



図—7 現地観測の方法

以上から東風フロントの多くは海風フロントであると推測される。

### 3. 海風フロントの現地観測

湖上の無風地帯にフロントが侵入すると、写真—1に示すように、湖面の風波の状況からフロントの平面形状と伝播の様子を眼でとらえることができる<sup>注2)</sup>。著者らは湖心観測所において風フロントと風波フロントが空間的にはほとんど合致していることを身体で確認している。

そこで、以下のような方法で現地観測を行った。図—7に示すように湖岸の高台においてカメラを水平に構えて、フロントを撮影する。各方位における対岸の水際線位置を地図上で求め、また当日の湖面水位を調べておく。写真上のフロント位置をデジタイザーで読み取り、幾何学的に各撮影時刻の各方位のフロント位置を算出する。観測地点は霞が浦東岸の麻生中学校屋上である。観測日時は表—1のとおりである。以下10月25日の観測結果について述べる。

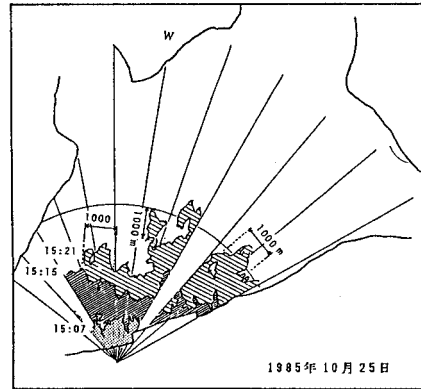
測定結果の一例を図—8に示す。次のような特徴がみられた。

1. 横断方向に多少周期性のある凹凸がみられる。このスケールは約1000mのオーダーである。
2. 平面的なフロント位置より前方に“先走りの”風が吹き、それを追いかけるようにフロントが前進する。この“先走り距離”のスケールも約1000mのオーダーである。

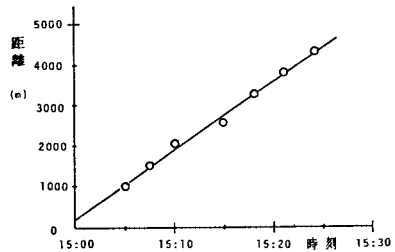
図—9は平均的なフロント位置の走時曲線である。図中の点は、図—8から各時刻において平均的なフロント位置に直線を引き、観測地点からの距離を測ったものである(図—8は明確さのために、データを間引いているが、写真データはほぼ3分間隔で得られている)。これ

からフロント移動速度は約3.5m/sであり、かなり一定していることがわかる。

図—10は、霞が浦湖岸の小高にある建設省の風向・風速観測所の当日の記録である。フロント通過後にパルス的な風速の変化がみられる。パルスの平均的時間間隔は約4.2分であり、これに上述の移動速度を乗じて空間スケールに換算すると約900mとなる。これは、先の



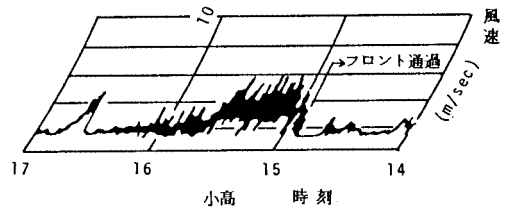
図—8 海風フロントの移動状況(現地観測)



図—9 1985年10月25日のフロントの走時曲線

表—1 現地観測の日時

観測日 (1985年)	湖心での風の 吹き出し時刻	風向
10月25日	15:30	東
10月26日	9:30	東
10月28日	14:25	東

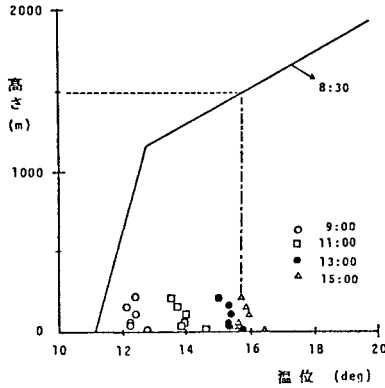


図—10 1985年10月25日の風速記録



写真—1 現地観測で撮影したフロント(於:麻生中学校)

注2) 湖面の色調の違いは、風波(波長が短く峰のどがった不規則な波)の存在によって生じている。波長の長い成分は風フロントより先に伝わり得るが、振幅が小さく、形状が滑らかであるため、色調の変化はほとんど生じない。



図一11 1985年10月25日の鉛直温度分布

空間変動スケールと対応している。

図一11の実線は筑波館野の高層気象台における当日午前8時の温度分布である<sup>注3)</sup>。下部の点は、気象観測所鉄塔（最高観測高さ225m）における温度の鉛直分布である。Deardorfら<sup>5)</sup>によれば、対流混合層の厚さは地表面温度と初期成層時の温度との交点としておおむね推測できる。海風フロントが霞が浦を通過した時刻15:30における混合層厚は約1500mである。これは前述した変動の空間スケールの約3/2倍である。この点については次章でも検討する。

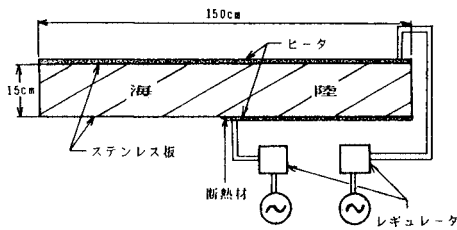
#### 4. 海風フロントの実験

##### (1) 実験装置

実験には、図一13に示すような、高さ15cm、幅20cm、長さ150cmの亚克力製水槽を用いた。図の左半分が海域、右半分が陸域になっている。実験の手順は次のとおりである。温度調整した水を順次給水し鉛直方向に階段状の安定成層をつくる。上部ヒーターで3時間程度加熱し、完全に直線的な安定成層とする。この間下部は開放冷却している。陸域下面にヒーターを取り付け、一定率で熱を供給する。

##### (2) 測定方法

供給水にあらかじめフェノールフタレインを混入し、



図一12 実験装置

注3) 温度とはその気塊が基準圧力まで断熱変化したときの温度である。大気が乾燥断熱上昇に対して中立安定であるとき、温度の鉛直分布は一様分布となる。

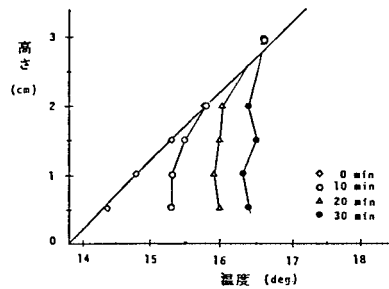
陸域と海域の境目に電極を配置し、電解発色法によってフロントを可視化した。また流速分布を調べるため上部

表一2 実験条件

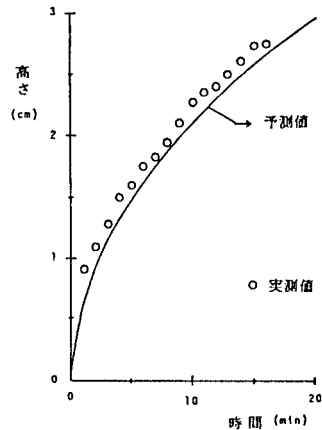
$q_w / Q_w$	1.5	2.3	3.0	4.5
温度勾配				
0.75 c/cm	*	$q_w = 100$ Run A2	*	*
1.00 c/cm	$q_w = 92$ Run B1	$q_w = 152$ Run B2	$q_w = 188$ Run B3	$q_w = 280$ Run B4
1.50 c/cm	*	$q_w = 200$ Run C2	*	*

$Q_w$  : 上面からの熱フラックス(W/m<sup>2</sup>)

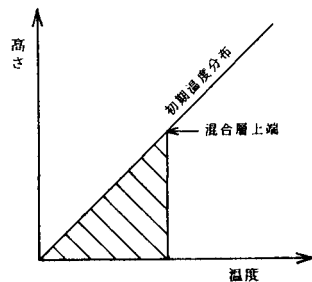
$q_w$  : 下面からの熱フラックス(W/m<sup>2</sup>)



図一13 (a) 混合層の発達の様子



図一13 (b) 混合層厚の時間変化



図一13 (c) 混合層上端の定義

より細粒のフローレッシェンを落下させて可視化した。密度分布測定にはサーミスタ温度計を使用した。

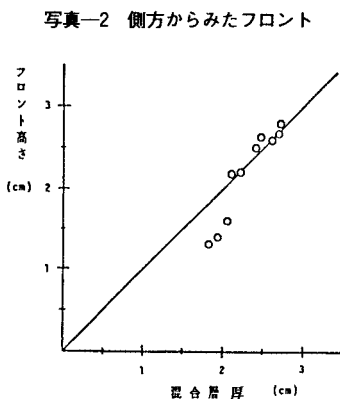
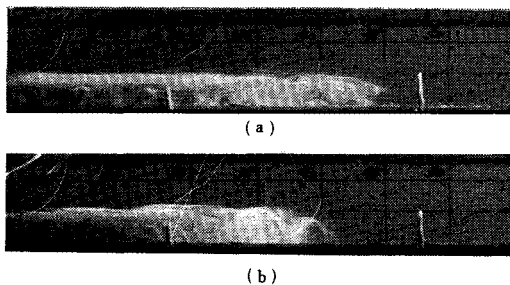
海風フロントを模擬する水槽実験は Mitumoto<sup>8)</sup>らにより行われている。彼らは、海陸風を周期運動として考え、下部からの温度供給率を周期的に変化させている。序文に述べたように、著者らは海風フロントのみに着目しており、周期性よりもその日の気象条件と海風フロントの挙動の対応に注目して実験を行った。すなわち、制御条件は初期成層厚と陸域加熱率とし、これらを系統的に変化させた。実験条件を表一2に示す。

以下、Run B2のデータを例に実験結果を説明する。

図一13(a)に初期成層分布および陸域加熱により生じる海風到達前の混合層の発達の様子を、図一13(b)に混合層厚の時間変化を示す。図一13(b)中の実線は図一13(c)のように混合層内温度を一定と仮定して、加えた熱量が斜線のように三角形に貯るとした場合の混合層厚の予測値であり、実測値とよく一致している。

写真一2は側方から撮影したフロント形状を示す。写真一2(a)ではフロントの背後に規則的な対流層が連なっていることがわかる。これがおそらく現地の風速変動(図一10)に対応すると思われる。また写真一2(b)ではフロント先端から前方に向かって舞い降りてくる流れがみられ、これが、現地の“先走り現象”に対応すると考えられる。

図一14に、混合層厚とフロント高さの関係を示す。



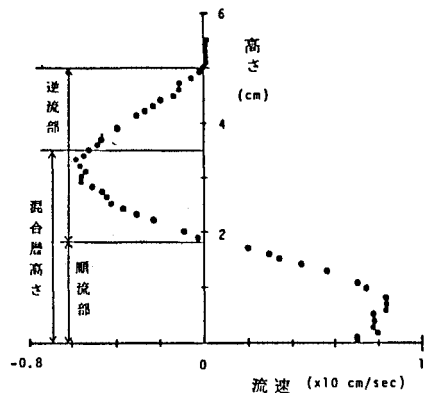
図一14 混合層厚とフロントの高さの関係

これから明らかなようにフロント高さは混合層厚にほぼ等しい。したがって、前述した対流セルや先走りの舞い降り流れの空間スケールは混合層厚の約2/3倍となっており、現地で観測された現象のスケール比と大体一致している。

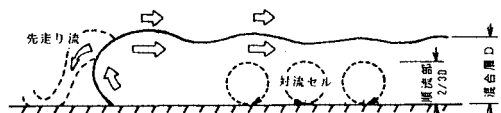
図一15はフロント背後の定常部の流速分布である。下部で強い順流、上部で弱い逆流が生じている。逆流部のうち混合層上面より下部の流れは、順流の一部が戻ってきた流れであり、その上部はフロントの進行により排除された流体のつくる流れである。写真一2にみられる着色層(すなわちフロント先端高さ)は逆流部の中心付近に位置する。

したがって、順流部の厚さは混合層厚の約2/3であり、対流セルや先走りの舞い降り流れの空間スケールは順流部の厚さに一致していることになる。

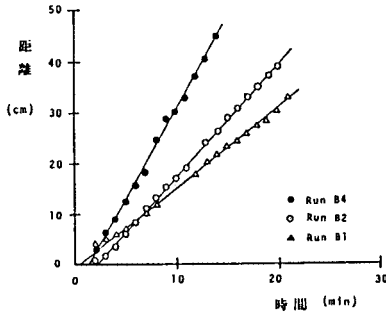
以上から、海風フロントの構造は図一16に示すようになっていてと想像された。この構造はSimpsonら<sup>6),7)</sup>が指摘するように塩水や濁水などの重力密度流フロントの構造と類似している。しかし、次の2点が異なっている。第一にフロント先端から舞い降りる先走り流れである。この流れの原因は明確ではないが、次のように推測できる。現地においても実験においても海風フロント通過後に温度がわずかに低下する。したがって、フロントセル内の液体密度はフロント前面の混合層の流体密度よりもわずかに大きい。このため何らかの攪乱によってフロントの上端が前方へ突き出すと下降流が生じると考えられる。第二の相違点はフロント背後の定常部における対流セルの存在である。後述するように、このことは流



図一15 フロント背後の流速分布



図一16 海風フロントの構造



図一七 走時曲線

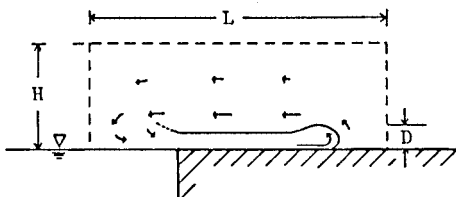
れの抵抗則に大きな影響を及ぼすと考えられる。

図一七にフロントの走時曲線の例を示す。このように、時間によらず各ケースごとにほぼ一定の進行速度をもっている。このことは海風フロントが濁水流などの重力密度流フロントとは異なった性質をもっていることを示唆している。すなわち、本現象では図一四に示したようにフロント高さ  $D$  が時間とともに増大しており、また、陸域の流体密度が海域の流体密度に比べて時間的にどんどん減少しているから、密度と空間スケールから構成される速度量  $\sqrt{\epsilon gd}$  は時間的に増大する。したがって通常の密度流フロントと同様に内部フルード相似が成立するとすれば、伝播速度は時間とともに増大しなければならない。この点については次章で詳しく考察する。

5. 海風フロントの伝播速度に関する考察

現地観測から推測されるフロントの特性と水槽実験で可視化されたフロントの特性はかなり類似していた。しかし、その速度スケール（風速、伝播速度）には、現地と実験の間に  $10^4$  オーダーの開きがある。また前章で述べたように、本現象のフロントは濁水密度流フロントのような単純な内部フルード相似に従って運動しない。そこで、本章では現地と実験のデータが速度スケールについても結びつけられるものか、結び付けられるとすればどのような相似則に従うか、を考察する。なお、ここでは一般風の存在しない状態を対象に考える。

図一八のように、海風循環のすぐ外側に（概念上の）考察領域の外縁をとる。この領域の水平スケール  $L$  は海風循環の発達に従って時間とともに増大する。すなわ



図一八 海風の概念図

ち、 $L = \int v dt$ 。ここに  $v$  は海風循環の水平膨張速度であるが、3. および 4. で述べたように海風フロント伝播速度が海風風速におおむね比例することから、 $v$  は海風循環の速度スケールと考えてよい。一方、領域の鉛直スケール  $H$  は混合層厚  $D$  に比例すると考えるのが自然である。

海域と陸域の密度差の鉛直分布が次のような相似形で近似できるものと仮定する。

$$\Delta \rho = \Delta \rho_0 \Psi(\zeta), \zeta = Z/D \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $Z$  は考察領域上端を原点とした鉛直下向きにとった座標、 $\zeta$  はその無次元値、 $\Delta \rho(\zeta)$  は陸域と海域の密度差、 $\Delta \rho_0$  は混合層の密度欠損の代表値、 $\Psi(\zeta)$  は  $\zeta$  のみの関数である。

海域と陸域の圧力差の鉛直分布は圧力が静水圧的であるとすると次式で表される。

$$\begin{aligned} \Delta p &= \int \Delta \rho g dZ \\ &= \Delta \rho_0 g D \int \Psi(\zeta) d\zeta = \Delta \rho_0 g D \phi(\zeta) \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

順流部の厚さ  $d$  に対して海域から陸域に向かって生じる力  $F_d$  は次のようになる。

$$F_d = \int \Delta p dZ = \Delta \rho_0 g D^2 \int \phi(\zeta) d\zeta \dots\dots\dots (3)$$

さて、運動の鉛直スケールが混合層厚  $D$  に規定されており、順流部の厚さ  $d$  も  $D$  に比例すると考えると、右辺の積分値は一定値となる。ゆえに

$$F_d \propto \Delta \rho_0 g D^2 \dots\dots\dots (4)$$

実験結果によれば、順流部の流れは等速運動であった。したがって上記の  $F_d$  は、マクロには流れの抵抗  $F_r$  とほぼつり合っている。

流れの抵抗は地表面抵抗と上層の逆流域との流体抵抗とから成る。もし前者が無視できないとすれば、海風フロントの移動速度は地表面粗度の関数となり、地域ごとに異なった値を示すであろう。また、実験と現地観測の結果を容易に比較することが困難になるであろう。

ここでは地表面抵抗が無視できるものと仮定して話を進める。そのようにして実験データと現地データを結び付けられるかどうか試みる。この仮定は確証がないため、あくまで仮定であるが、それほど無理な仮定ではないと思われる。乱流場においては、壁面抵抗係数よりも流体間流抵抗係数の方がはるかに大きいのが普通だからである（濁水密度流フロントの移動が内部フルード数相似に従うのもこの理由による）。

そこで次のようにおく。

$$F_r \sim \rho_0 \overline{u'w'} L \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $\overline{u'w'}$  は順流域と逆流域の境界におけるレイノルズ応力である。

さて、濁水流のような通常の密度流では、 $w'$  は主に



せん断不安定によって生じている（その結果は内部フルード相似則を導く）。しかし、ここで対象とする流れでは、 $w'$  は下からの加熱による対流不安定によって生じている可能性が高い（このことは写真-2から推測される）。

さて、順流部の流体は海域から流入した密度の大きな流体であるがその下では地表面からの加熱で密度の小さい流体が生産される。両者の密度差が  $\Delta \rho_0$  に比例するとする。この密度差の流体塊が鉛直方向に加速度運動すると、高さ  $d$  における上昇速度は  $\sqrt{(\Delta \rho_0 / \rho_0) \cdot g d}$  に比例する。順流部の厚さは、混合層厚  $D$  に比例するので、順流・逆流境界面における  $w'$  は次のような量におおむね比例すると考えられる。

$$w' \propto \sqrt{(\Delta \rho_0 / \rho_0) g D} \dots\dots\dots (6)$$

また、順流・逆流境界面における  $u'$  は両者の速度差に比例すると考えられるので、結局海風循環の速度スケールに比例する。結局、

$$F_r \propto \rho_0 v L \sqrt{(\Delta \rho_0 / \rho_0) g D} \dots\dots\dots (7)$$

と表わされる。 $F_a = F_r$  とおくと、

$$\Delta \rho_0 g D^2 \propto \rho_0 v \sqrt{(\Delta \rho_0 / \rho_0) g D} \cdot L \dots\dots\dots (8)$$

さて、図-13のように混合層が発達してゆくとすれば、海域・陸域の密度差の鉛直分布は直線的であるので、幾何学的に次の関係式が成立する。

$$Q_p = \frac{1}{2} \Delta \rho_0 D / t \dots\dots\dots (9)$$

$$\alpha = \Delta \rho_0 / D \dots\dots\dots (10)$$

ここに  $Q_p$ ; 地表面から加えられる温度フラックスを換算して得られる密度フラックス、 $\alpha$ ; 海域・陸域密度差の勾配である。以上より、 $\Delta \rho_0$  と  $D$  を消去し、 $L/t \rightarrow v$  とおくと、海風循環の速度は次のように表わされる。

$$V \propto \left[ \left( \frac{g}{\alpha \rho_0} \right)^{1/4} Q_p^{1/2} \right] \dots\dots\dots (11)$$

現地データ、実験データについて上記諸量を計算した結果を表-3と表-4に示す。ただし、現地における密度フラックス  $Q_p$  と海域・陸域の密度差の鉛直勾配  $\alpha$  は次のようにして求めた。朝 8:30 の高層気象定時観測結果から温位の鉛直分布を求める。これをその日の海域の

表-3 実験の諸量

	$\rho_0$ (kg/m <sup>3</sup> )	$Q_p$ (10 <sup>-4</sup> kg/m <sup>2</sup> /s)	$\alpha$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\left(\frac{g}{\alpha \rho_0}\right)^{1/4} \cdot Q_p^{1/2}$ (10 <sup>-1</sup> m/s)	C (10 <sup>-1</sup> m/s)
A 2	999.29	3.55	9.86	3.35	2.80
B 1	999.33	3.30	12.22	3.08	3.20
B 2	999.25	5.68	14.09	3.87	3.20
B 3	999.19	7.87	16.11	4.41	4.00
B 4	999.27	14.70	18.33	5.83	5.90
C 2	999.49	4.54	15.00	3.41	3.52

表-4 現地の諸量

	$\rho_0$ (kg/m <sup>3</sup> )	$Q_p$ (10 <sup>-4</sup> kg/m <sup>2</sup> /s)	$\alpha$ (10 <sup>-4</sup> kg/m <sup>3</sup> )	$\left(\frac{g}{\alpha \rho_0}\right)^{1/4} \cdot Q_p^{1/2}$ (m/s)	C (m/s)
9月10日	1.155	8.80	1.95	0.762	5.00
9月28日	1.188	9.20	2.14	0.756	3.86
10月15日	1.192	12.27	2.47	0.841	3.80
10月16日	1.201	5.23	6.38	0.432	3.89
10月18日	1.179	5.67	3.15	0.540	2.02
10月22日	1.198	10.07	2.23	0.781	4.11
10月24日	1.188	7.45	1.63	0.728	4.22
10月26日	1.187	10.26	1.64	0.853	6.11
10月28日	1.194	6.33	1.28	0.712	5.30
11月 3日	1.219	7.84	2.16	0.683	2.44
11月 8日	1.188	8.66	2.68	0.693	3.72

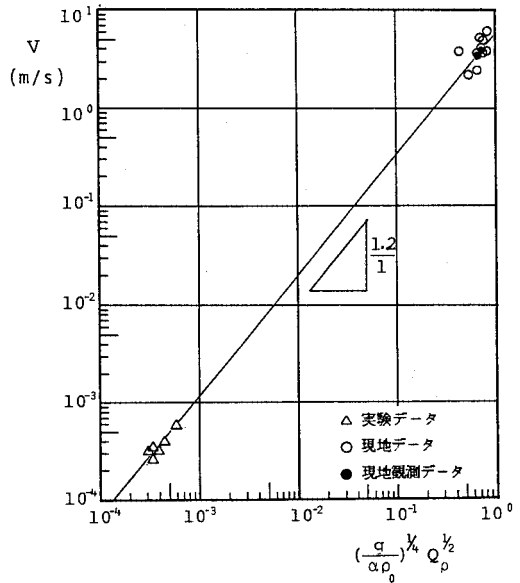


図-19 現地データと実験の移動速度の比較

温位分布と仮定する。陸域の温位分布は、気象研究所気象観測鉄塔での各時刻における温位を鉛直にのばした一様分布と仮定する。これから海域・陸域の温位差の鉛直分布を得、密度差の鉛直分布に換算した。 $Q_p$  は朝 10:00 から 12:00 の間の密度差の積分値を図上で求め単位時間当たりの値に換算した。また  $\alpha$  は同時間帯の混合層厚に対応する高度での密度差鉛直分布の勾配とした。

結果を図-19に示す。式(11)によれば両者は傾き 1 の直線上に乗るはずである。データはわずかに異なり、傾きは 1.2 程度となっているが、おおむね一致している。

## 6. おわりに

本研究では茨城県霞が浦周辺の風特性調査を出発点と

して、海風フロントの構造と伝播特性について検討した。対象地域および風の種類を限定しているから、本論文の結果の一般性について疑問視されるかもしれない、この点について著者の考えを述べておく。

局地風は、その性質上、地域ごとに特性が違うものである。したがって完全に一般性のある議論はもともと無理であり、したがって個別的検証の積み重ねとして共通性を見出してゆくべきものと考えられる。重要なことは各地域での特性を検討するにあたっての着眼点の一般性であろう。この観点から本論文の結論を以下に述べる。

(1) 数時間から1日オーダーの継続時間をもつ風の吹き始めは、比較的急激であり、『フロントの通過』によるものが多いと考えられる。このフロントは寒冷あるいは温暖前線等の現象よりスケールが小さく、より日常的な現象である。したがって、大気中の物質の移動拡散の問題の解明にはフロントの構造や伝播特性を知ることが重要である。

(2) 海風フロントの構造は図-12のようであると推定される。Simpsonらが述べたように、海風フロントの構造は濁水などの重力密度流と類似している。しかし、フロント前面に舞い降りる“先走り”、フロント背後の対流セルの存在などは熱密度流特有の性質と考えられる。

(3) 海風フロントの伝播速度は、重力密度流と異なりフルード相似則に従わない。この原因は順流の抵抗特性が異なるためであると考えられる。すなわち重力密度流における順流・逆流境界面の乱れはせん断不安定によっているのに対し、本現象では対流不安定によっていると推測される。

(4) 順流部の抵抗が対流不安定による乱れに支配されると仮定して導かれたフロント伝播速度に関する関係式によって、実験データと現地データがおおむね統一的に説明できた。

謝 辞：本研究は気象研究所との共同研究で行われた。同研究所応用気象研究部 木村主任研究官からは文献、データのご紹介をいただくとともに種々のご教示を

受けた。また、同研究所気象衛星部のご好意により、気象観測鉄塔データの一部を利用させていただいた。記して謝意を表します。

本研究を行うにあたり、下記の機関にご協力をいただいた。建設省霞が浦工事事務所、利根川下流工事事務所、運輸省鹿島港工事事務所からは風向風速記録を貸与していただいた。また、霞が浦工事事務所、麻生町立麻生中学校、美浦村立木原小学校、日本テキサスインスツルメンツ株式会社には現地観測の際に種々ご便宜をはかっていただいた。以上の方に感謝の意を表します。

本研究の過程において、東京工業大学 日野幹雄教授から有益なご助言をいただいた。謝意を表します。

本研究は水理委員会若手研究者研究分科会「湖面に作用する風応力」の検討の関連で行われた。

#### 参 考 文 献

- 1) 浅井富雄ほか：広域大気の動態，文部省【環境科学】研究報告，B 163-R 11-4，1983。
- 2) Simpson, J. E., Mansfield, D. A. and Milford, J. R. : Inland penetration of sea-breeze fronts, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 103, pp. 47-76, 1977.
- 3) Simpson, J. E. and Britter, R. E. : A laboratory model of an atmospheric mesofront, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 106, pp. 485-500, 1980.
- 4) Goff, R. C. : Thunderstorm-outflow kinematics and dynamics, NOAA. tech. MEMO. ERL NSSL-76, 63, pp, 1976.
- 5) Deardorf, J. W., Willis, G. E. and Lilly, D. K. : Laboratory investigation of non-steady penetrative convection, *J. Fluid. Mech.*, Vol. 35, part 1, pp. 7-31, 1969.
- 6) Simpson, J. E. : A comparison between laboratory and atmospheric density currents, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 95, pp. 758-765, 1969.
- 7) Simpson, J. E. : Effects of the lower boundary on the head of a gravity current, *J. Fluid Mech.*, Vol. 53, part 4, pp. 759-768, 1972.
- 8) Mitsumoto, S., Ueda, H. and Ozoe, H. : A laboratory experiment on the dynamics of the land and sea breeze, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 40, pp. 1228-1240, 1983.

(1986. 5. 9・受付)