

## 海陸風に関する理論モデルとその問題点\*

浅井 富雄\*\* 吉 門 洋\*\*

## 1. はしがき

海陸風循環は地球表面の熱的性質の不均一に起因して大気境界層で発現する比較的単純な一日周期の中規模運動の一例である。従って、大気大循環にとってそのエネルギーの補給・消散に重要な役割を果たしている大気境界層の物理過程を解明するためにも、海陸風の研究成果は有力な手がかりを提供するであろう。このような立場から、海陸風に関する理論的研究の歴史を要約し、最近の海陸風循環数値実験の成果や、今後の発展の方向についての話題を提供することが本報告の目的である。

## 2. 基本的な物理機構

海陸風循環のエネルギー源は言うまでもなく太陽からの放射エネルギーであるが、それを吸収する海、陸面の比熱、熱伝導率などの熱的性質の差異によって生ずる両者の間の温度差が海陸風を誘起する直接の原因である。第1図は input としての太陽エネルギーが output としての海陸風循環へ転換する過程、換言すれば、熱機関の作動する機構を模式的に示したものである。

地球表面の温度を支配している表面での熱収支に関する物理過程は、(1) 正味の入射放射エネルギー、(2) 表面——大気間の顕熱と潜熱(蒸発)の流束、(3) 表面——表面下の地中(海中)間の熱流束である。この過程には表面の放射特性(アルベドなど)、比熱、熱伝導率(地中では分子伝導、海中では渦伝導)、土壌特性(含水量など)、海水の運動などが関与する。これらの大部分は海陸風にとって外部パラメータ(外的条件となるもの)と考えられる。

表面から大気に補給された熱エネルギーは小規模乱流

によって境界層中を上方へ輸送され、そこに気温の水平傾度を生ずる。水平気温傾度は気圧傾度力となって運動を誘起し、運動の発達に伴って摩擦力、コリオリ力が作用し始め、やがてその運動は抑制、変形され、海(陸)風循環が完成する。ここでは熱や運動量の輸送過程が重要性をもつ。なかでも小規模乱流・対流による鉛直輸送は最も重要な物理過程で、下層ほど、特に接地境界層では決定的である。上述の物理過程や物理パラメータの相対的重要性は海陸風循環内の時間的・空間的位置によって異なることは勿論である。

さらに付加的要因を考慮しなければならない。ここでいう付加的要因とは、現実の海陸風に対して二次的效果しか及ぼさないという意味ではなく、本来の定義にもとづく純粋な海陸風循環の modifying factor として考えられるべきものである。一般流の性状や地形(海岸の屈曲や傾斜)は現実の海陸風の姿に大きな影響を及ぼしていることは明らかである。水蒸気の凝結に伴う雲、その雲の放射・散乱・吸収などの作用、エアロゾル粒子の放射特性も大気境界層の気温分布に大きな影響を与える場合がある。

## 3. 線型理論の発展とその限界

最初海陸風の理論は Jeffreys (1922) によって提出された。彼は、気圧傾度力と摩擦力の釣合いで定義される“antitriptic wind”の一例として海陸風をとらえている。すなわち、水平・鉛直座標とそれぞれの風速成分を  $x, z, u, v$  とし、気圧と温位のそれぞれの基本場からの偏差を  $p', \theta'$  とすると、

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = K \frac{\partial^2 (\rho u)}{\partial z^2} \quad (1)$$

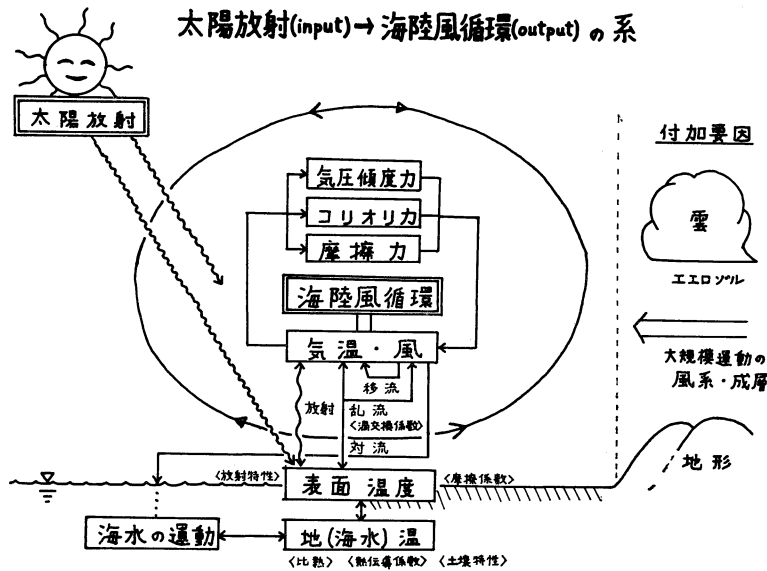
$$\frac{\partial p'}{\partial z} = g \alpha \rho_0 \theta' \quad (2)$$

$$\gamma \rho w = K \rho_0 \frac{\partial^2 \theta'}{\partial z^2} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0 \quad (4)$$

\* Retrospect and prospect of theoretical study of land and sea breeze 日本気象学会関西支部主催「瀬戸内海の家陸風に関するシンポジウム」(広島、昭和47年11月30日~12月1日)における講演要旨。

\*\* T. Asai and H. Yoshikado  
京都大学理学部地球物理学教室



第1図 海陸風循環の機構

ただし、 $g, \alpha, K, \gamma, \rho_0$  は定数で、それぞれ重力加速度、熱膨張係数、渦交換係数、基本場の温位減率、基準状態の密度であり、 $\rho$  は高さの関数として与えられる。

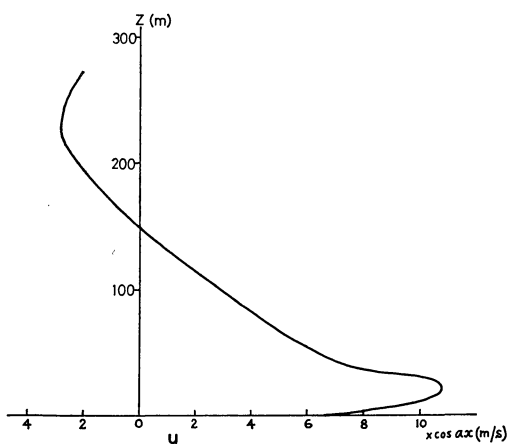
第2図は  $\theta' = A(z) \sin ax$  と仮定し、 $A(0) = 10^\circ\text{C}$ 、すなわち海陸の表面の最大温度差  $20^\circ\text{C}$  を与えたときの結果である。なお、水平方向の波長  $\lambda = \frac{2\pi}{a} = 63 \text{ km}$ 、 $\gamma = 5^\circ\text{C km}^{-1}$ 、 $K = 10^4 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$  とおかれた。高度約 150 m を境として下層に強い海風が、上方に弱い補償流が存在することが示されている。これはすでに海風の鉛直構造

をかかなりの確に表現しており、現象の最も基本的なメカニズムをとらえたものとして、当時としては大きな卓見であろう。

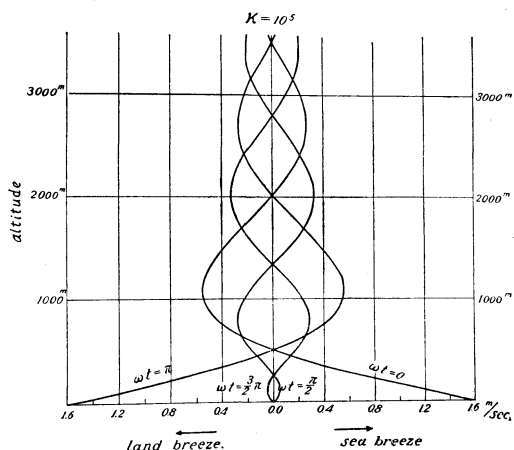
以来、前節で述べた過程の一部をそれぞれある程度考慮することによって理論の改良がかさねられ、今日に至っている。前述の物理因子のどの部分をとり入れ、それをどのように取り扱うかの違いによって種々の異なる理論モデルが現れた。

初期の線型理論としてと Kobayasi と Sasaki (1932)、Arakawa と Utsugi (1937) 等がみられる。後者の場合、熱・運動量の渦交換、鉛直移流による熱の輸送を考慮し、地表面温度の周期的変動に応答する大気非定常的なふるまいを表現することが試みられ、海陸風の特徴をさらに具体化したものといえる。その解は幾重にも積重なった循環セルが上昇または下降することを表わす。渦交換係数 ( $K$ ) の値が大きいほど全体としてセルの厚さは増す。地表面風速の最大時において、地表付近の風向が逆転する高度は、 $K$  の値が  $10^4, 10^5, 10^6 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$  のとき、それぞれ 120, 500, 1000 m となる。ただし水平波長  $\lambda = 400 \text{ km}$ 、 $\frac{\partial\theta}{\partial z} = 4^\circ\text{C km}^{-1}$  とする。第3図は  $K = 10^5 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$  の場合の風速の鉛直分布を示している。地表面の最大風速は海陸の最大温度差に比例し、 $1^\circ\text{C}$  につき約  $1.6 \text{ m sec}^{-1}$  である。

Schmidt (1947) や Haurwitz (1947) は温度場または気圧場とその時間変化を与え、運動がそれにどのように



第2図 線型定常モデルによる海風の鉛直分布 (Jeffreys, 1922)



第3図 線型非定常モデルによる風速の鉛直分布。  
 $t=0$ は海風速最大時にとり、海陸温度差の最大時より約10分後である。(Arakawa と Utsugi, 1937)

応答するかを調べた。ここで特に注目されるのは摩擦力とコリオリ力の効果である。Schmidt は温度場を

$$T = T_0 - \gamma z + \frac{1}{2} \tau_0 c^{-\alpha z} \left( 1 + \sin \frac{\pi x}{\lambda} \right) \sin \omega t \quad (5)$$

によって指定し、これから導出される気圧場の変動に応答する、運動方程式

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= f v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - c u \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -f u - c v \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

の解を求めた。ただし、 $f$  はコリオリ係数、 $c$  は摩擦係数である。解の形を

$$u = U(z) \cos \frac{\pi x}{\lambda} \sin(\omega t + \beta) \quad (7)$$

$$v = V(z) \cos \frac{\pi x}{\lambda} \sin(\omega t + \beta + \beta') \quad (8)$$

と仮定して  $U, V, \beta, \beta'$  を決定すると、

$$\begin{aligned} U = & -\frac{\pi g \tau_0}{\lambda \theta_0} \left[ z e^{h-(a+b)z} \right. \\ & \left. - \frac{\eta}{(a+b)^2} e^{(h-\eta)z} \right] \times \left[ 2c \cos \beta - 2\omega \sin \beta \right. \\ & \left. + \frac{2A}{\omega} \cos(\beta + \beta') \right]^{-1} \quad (9) \end{aligned}$$

$$V = -\frac{A}{\omega f} U \quad (10)$$

$$\tan \beta' = -\omega/c \quad (11)$$

$$\tan \beta = -\frac{2\pi + (AB^2/2\pi) \sin \beta'}{cB + (AB^2/2\pi) \cos \beta'} \quad (12)$$

ただし、

$$A = \frac{\omega f^2}{\sqrt{\omega^2 + c^2}}, \quad B = \frac{2\pi}{\omega}$$

であり、 $b(\sim 10^{-4} m^{-1})$ 、 $\eta(\sim 10^{-3} m^{-1})$  は温度場から気圧場を導出する際に用いられる経験定数である。また、(6) 式中の  $\rho$  が  $\rho_0 e^{-hz}$  で近似される。(7)~(12) 式によると、 $c=0$ 、すなわち摩擦がなければ  $\beta' = -\frac{\pi}{2}$  であり、 $v$  の位相は  $u$  の位相より 6 時間進む。 $\tan \beta$  は  $\omega$  と  $f$  の大小によって符号が変わり、 $\omega > f$  では  $\beta = -\frac{\pi}{2}$ 、 $\omega < f$  では  $\beta = \frac{\pi}{2}$  である。すなわち  $u$  の位相は緯度 30

度を境として赤道側では  $T$  より 6 時間遅れ、極側では  $T$  より 6 時間進むことになる。また  $\omega = f$  であれば  $|U|, |V| \rightarrow \infty$ 、すなわち海陸風と慣性振動の周期の一致によって起こる共振を表す。摩擦係数が大きくなるにつれて  $u, v$  は逆位相に、 $u, T$  は同位相に近づき、風速は小さくなるのがわかる。

Haurwitz は海上と陸上との温度差による気圧傾度力を用

$$F(t) = \frac{A}{\pi} + \frac{1}{2} A \cos \omega t \quad (13)$$

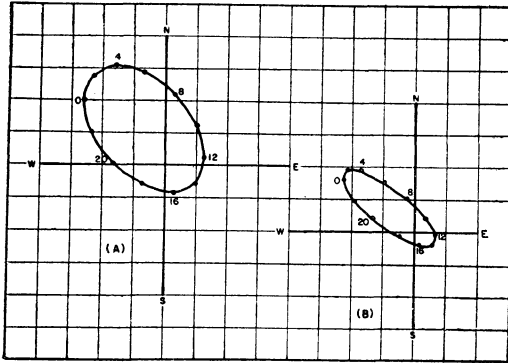
で代表させ、次の運動方程式を解いた。

$$\frac{dW}{dt} + (if + c)W = F(t) \quad (14)$$

ただし、 $i = \sqrt{-1}$ 、 $W = u + iv$  であり、定数  $A$  には適当な加速度の値が与えられる。(13)、(14)式から

$$\left. \begin{aligned} u = & \frac{A}{\pi} \frac{f}{f^2 + c^2} + \frac{A}{2} \times \\ & \frac{(c^2 + \omega^2 - f^2)\omega \sin \omega t + (c^2 + \omega^2 + f^2)c \cos \omega t}{(c^2 + \omega^2 - f^2)^2 + 4f^2c^2} \\ v = & -\frac{A}{\pi} \frac{f}{f^2 + c^2} \\ & + \frac{A}{2} \frac{(\omega^2 - f^2 - c^2)f \cos \omega t - 2fc\omega \sin \omega t}{(c^2 + \omega^2 - f^2)^2 + 4f^2c^2} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

が得られる。このモデルでは  $(u, v)$  は海陸風の代表的な風速、あるいは循環の強さとも言うべきものであり、空間的な構造については考察されない。(15)式の表わす  $u, v, F(t)$  の位相の関係は Schmidt の結果と同様である。第4図は(15)式による風のホドグラフであ

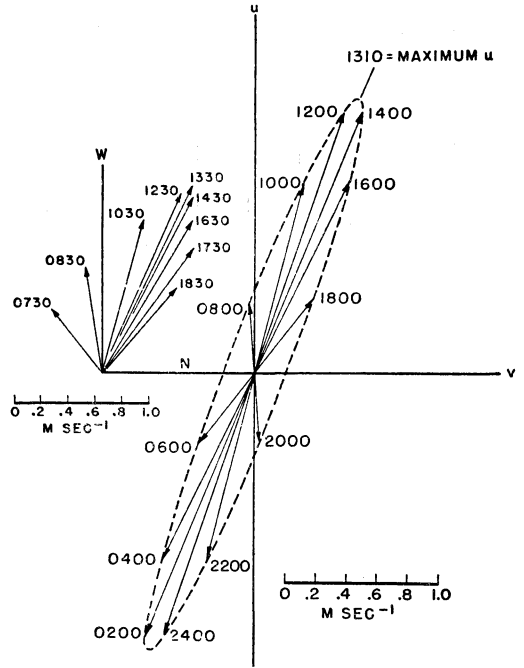


第4図 コリオリ力を考慮した線型モデルによる海陸風の hodograph.  $A=0.048 \text{ cm sec}^{-2}$ ,  $f=10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ , (A)は  $C=0.58 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ , (B)は  $C=10^{-4} \text{ sec}^{-1}$  の場合. 目盛は  $1 \text{ m sec}^{-1}$  で, W方向に  $u$ , S方向に  $v$  の値がとられている. (Haurwitz, 1947)

る.

以上の二例によれば, コリオリ力の主要な役割は, 風向を北半球では時計まわりに回転させること, および, 風速の振幅を増大させること(摩擦のない場合, 緯度30度では無限大)である. 摩擦力については, これを考慮しない場合, 風の位相と海陸温度差の位相とのずれ——例えば海風速の最大時と(陸地温—海水温)の最大時との時間差——は  $1/4$  周期, すなわち6時間であるが, 摩擦力の導入はこのずれを小さくする.

Defant (1951) は前述の Arakawa と Utsugi のように, 表面のみで温度場を指定し, 鉛直移流と渦伝導による熱の鉛直伝達過程を導入することによっても表面温度と風の位相のずれが短縮されることを指摘した. それは Defant の例では摩擦なしでも約4.7時間となっている(第1表). 第5図は摩擦とコリオリ力をも考慮した場合



第5図 地表付近の海陸風の hodograph. 右は  $f=1.03 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ ,  $C=2.5 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$  の場合の理論値. 風速の目盛は海陸の最大温度差  $2^\circ\text{C}$  に対応するものである. 左は Boston における観測結果40例に基く. (Defant, 1951)

の地表付近の hodograph を示したものである.

線型理論に基く海陸風モデルはその基本的な物理過程の第一近似を示したものであるということができ, 定性的理論モデルとしては, それらはかなり満足すべき段階に達している.

線型理論の主要な欠点は解析的な解法を可能にするた

第1表 種々の摩擦係数 ( $c$ ), コリオリ係数 ( $f$ ) の値における海陸風循環 (Defant, 1951)

$c(\times 10^{-4} \text{ sec}^{-1})$	$f(\times 10^{-4} \text{ sec}^{-1})$	$\theta$	$u$			
			位相(時)	地表の振幅 (m sec <sup>-1</sup> )	風向逆転高度 (m)	補償流の最大振幅 (m sec <sup>-1</sup> )
0.0	0	位相12時 地表の振幅 M°C	16.7	5.43M	320	1.64M
0.5	0		15.1	4.46M	340	1.11M
1.0	0		14.1	3.68M	365	0.80M
2.5	0		13.4	1.70M	500	0.26M
2.5	1.031		13.1	1.84M	~500	0.25M
			$v: 2.2$	0.72M	~500	0.11M

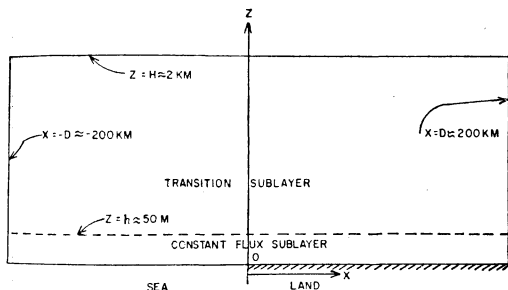
めの制約的な仮定によってもたらされている。たとえば海岸線に直角な方向にサイクリックな温度場を指定することは、それが全空間であれ、地表面のみであれ、現象の水平スケールを限定してしまうことになる。そして水平スケールを大きくすると海陸間の温度傾度が小さくなり、海陸風が弱くなることは現実と合わず、温度場を海岸線からの距離に対して正弦関数などで与えることの欠陥を表わしている。また、線型理論では海風と陸風の非対称性が十分に扱われていない。Haurwitz は一日平均で海から陸への気圧傾度があるような状態を与えることによって海風が陸風よりも強くなることを示した。しかし、問題はそれにとどまらず、何故気圧傾度の変化が非対称になるのか、そして海陸の気温分布はどのように変化していくのか、またその変化をもたらす熱の輸送過程は海風時と陸風時とでどのように異なるか、などに考察を進める必要がある。特に乱流熱輸送は大気温度や風の分布に依存し、逆に大気の状態は乱流熱輸送に大きく影響されることは周知の事実である。第三の、より重要な問題点は移流の効果を無視することである。海陸風循環ではその Rossby 数は 1 のオーダーで、運動方程式中の慣性項はコリオリ項とほぼ同じ大きさであり、また、慣性項において移流項の無視できないことは容易に示される。熱力学方程式においても、海風に伴って涼気が陸上に侵入して温度場を変形させるなど、移流項の役割の重要性は明白であろう。かくしてモデルの飛躍的な改良は非線型過程の導入を通して行なわれることになる。

4. 非線型理論と数値シミュレーションの若干例

数値解法を用いた非線型モデルの開発によって、海陸風理論はいわば第二近似の段階に入り、現実の海陸風循環との対比による定量的議論が可能になったといえることができる。むしろ定性的理論から定量的理論の段階に進んだというべきであろう。

その萌芽は既に1950年代中頃から見られる(たとえば Pearce, 1955; Fisher, 1961)が、幾多の物理的な仮定や技術的制約のため、非線型過程本来の機構が充分にとり入れられず、結果的にも充分信頼できる解が得られなかった。非線型過程の本格的な取扱いは Estoque(1961)以降に見出される。

Estoque のモデルは第6図に示すように海岸線に垂直な鉛直面内の大気境界層を対象としている。海岸線は直線で、それに沿ってはすべての性質が一様であると仮定され、方程式系は本質的に二次元となる。領域を二層に



第6図 Estoque (1961) のモデル領域の模図

分け、接地層では constant flux を仮定して解析的に風速と温位の鉛直分布を求めるのが一つの特徴である。上層(遷移層)では静力学平衡を仮定し、次の基礎方程式系を用いて数値積分が行なわれる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{RT}{p} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial u}{\partial z} \right) + fv \quad (16)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial v}{\partial z} \right) - fu \quad (17)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \quad (18)$$

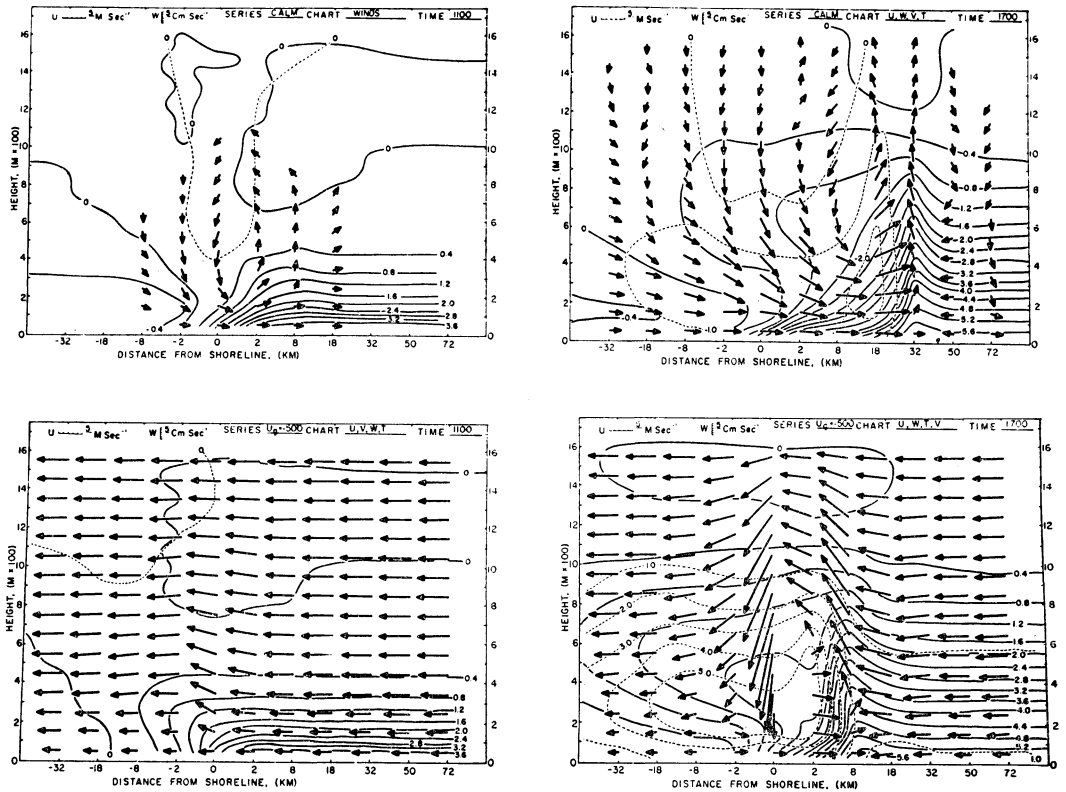
$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{pg}{RT} \quad (19)$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = -\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (20)$$

もう一つの重要な特徴は、渦交換係数  $K$  を、接地層の上下の温位差と風速差によって決まる Richardson 数  $Ri$  の関数として与えることである。接地層内では

$$K = \begin{cases} [k_0(z+z_0)(1+\alpha Ri)]^2 \frac{\partial U}{\partial z}, & Ri \geq (Ri)_c \\ \lambda z^2 \left( \frac{g}{T} \left| \frac{\partial \theta}{\partial z} \right| \right)^{1/2}, & Ri < (Ri)_c \end{cases} \quad (21)$$

ここで  $(Ri)_c$  は二つの乱流領域を区分する  $Ri$  の臨界値であり、経験的な値として  $-0.03$  がとられた。 $Ri$  がこの値よりも大きいときは風のシアによる乱れ(強制対流)が卓越し、またこの値よりも小さいときは不安定な温度成層による乱れ(自由対流)が卓越してシアの影響は無視できると仮定されている。一方、遷移層内の  $K$  は高さと共に一次関数的に減少し、同じ気柱の接地層上端で(21)から得られる値に比例して時間的に変化するように与えられた。初期条件( $t = 8$ 時)は水平方向に一



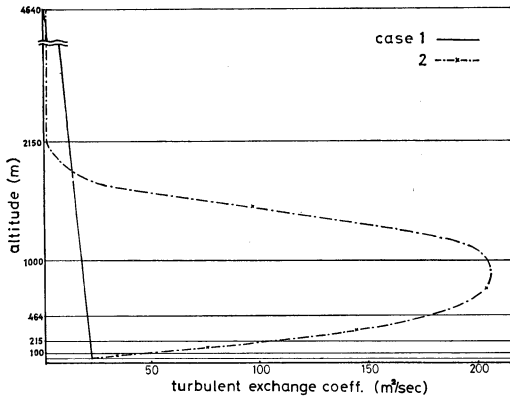
第7図 Estoque (1961, 1962) による数値シミュレーションの結果。上段は一般風のない場合，下段は陸から海に向かう一般風 ( $5 \text{ m sec}^{-1}$ ) を与えた場合。左が11時，右が17時の  $u, w$  (矢印) と温度変化 (実線)。

様で，その後海面温度は不変，地面温度は  $T(^{\circ}\text{K}) = 283 + 10 \sin(t-8)\pi/12$  によって指定される。Estoque(1962) はまた，同じモデルにおいて (16) または (17) に一定の気圧傾度を付加することによって，その気圧場と地衡風の釣り合う一般風の影響下で起こる海風を求めた。この場合には特に (16)–(18) の移流項の効果が鮮明に表われる。たとえば陸から海に向かう弱い一般風のもとで陸の温度が上昇する際，海岸線付近に水平温度傾度が集中して強い循環を誘起するとされている，いわゆる「海風前線」と呼ばれるものの特徴がかなりの程度表現されているとみられる (第7図)。

境界層を二層に分けること，および接地層の安定度に応じて  $K$  を変化させることは Estoque (1961) 以後の多くの海陸風モデルにひきつがれている。それらの理論的研究はそれぞれ幾つかの点で Estoque のモデルを修正あるいは拡張したものである。Magata (1965) は太陽放射量を与えて地表面 (海面) における熱平衡から表

面温度を決定する試みを行なった。同時に，大気中の水蒸気輸送を考慮し，潜熱の解放に伴う非断熱過程を導入した。その効果は運動の場に大きな影響を与えない。ただ，ここで計算された水蒸気輸送・潜熱解放量は海風のスケールの循環に伴うものであって，現実に昼間の陸上で起っていると考えられる小スケールの対流の効果を導入するにはまた別の方策が必要になる。小スケールの対流の扱い方の一例は Estoque (1968) によって提案されている。Estoque と Bhumralkar (1969) は地表の局地的な熱源による風系の変動の数値実験においてその方法を用いた。その結果では運動量と熱の鉛直輸送に対する対流の効果が大きく，それによって海風スケールの循環が強められることを推定させる。しかし水蒸気輸送に関しては検討されていない。

McPherson (1970) は Estoque のモデルを三次元に拡張し，海岸線に凹凸がある場合の海風のパターンを求めた。直線の海岸線の一部に矩形の湾が存在することに

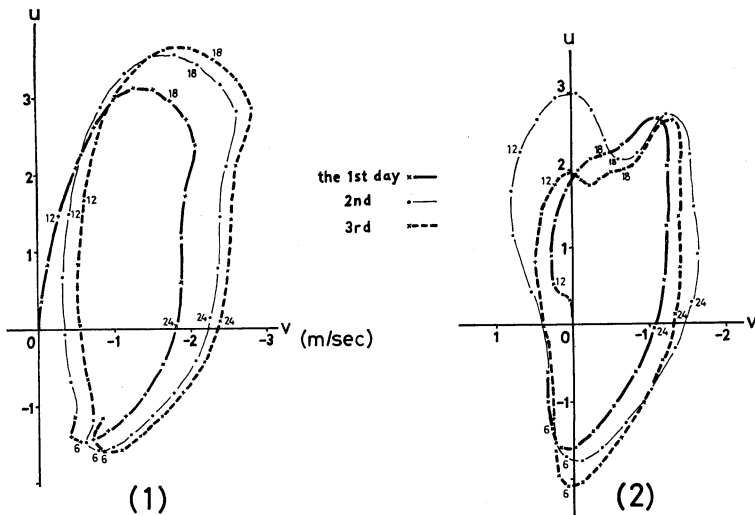


第8図 陸上の最も不安定な時刻の  $K$  の分布。  
(Yoshikado と Asai, 1972)

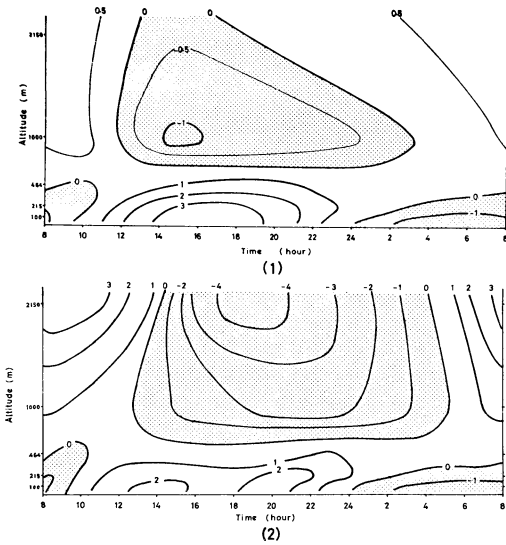
よって湾に固有の風系が形成される。湾の中央に下降流、湾の両側の陸地の突出部に上昇流の極大部が現われ、それらは変化しながら内陸へ移動する。

Yoshikado と Asai (1972) は海陸風の基本的なメカニズムに立ち返り、渦交換係数  $K$  の果す役割に注目して一連の数値実験を行なった。特に遷移層内の  $K$  が Estoque (1961) と同様に高さと共に一次関数的に減少すると仮定した場合 (case 1) と、三次関数的な分布 (O'Brien, 1970) を指定した場合 (Case 2) との海陸風パターンを比較する。両者における  $K$  の鉛直分布のパターンが第8図に示される。これは陸上の接地層の Richardson 数が最も負にかたよる時刻 (ほぼ陸表面に

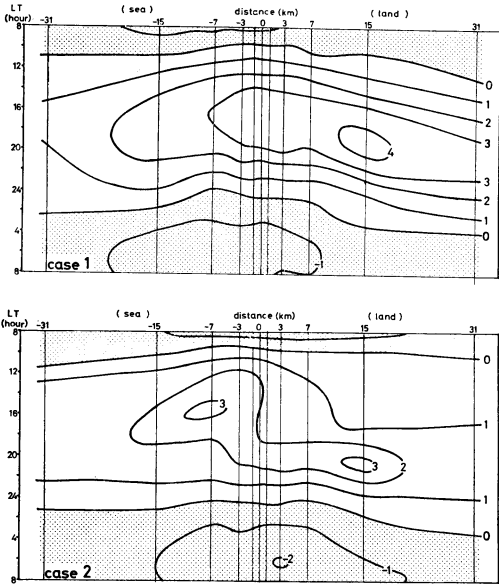
最高温度を与える午後2時) に対するものであって、Richardson 数が正にかたよるにつれて  $K$  の値は全層で減少する。Case 2 においては  $K$  の最大値は同レベルでの Case 1 のそれに比べて一桁大きく、現実には大気中で得られる  $K$  分布の上限と考えてよいであろう。このような  $K$  分布の差異のみによって得られる海陸風のホドグラフの差異の一例 (海岸線上、高度 100 m) が第9図に対比される。全領域で静止の状態から出発し、Case 1, 2 とも3日目以後はほぼ同じパターンの繰り返しであった。Case 2 において海風速 ( $u > 0$ ) に二つの極大が現れるのが特異な点である。第10図は海岸線上の  $u$  の鉛直時間断面であり、下層の海風・陸風に対する上層の補償流が Case 2 では異常に強く現れる点が注目される。それにも拘らず下層の海風・陸風の交替時刻やそれぞれの風速、補償流との境界面の高度には殆んど差異がない。一方、 $u$  の水平面内の時間断面 (高度 100 m) を示したのが第11図である。Case 1 では10時頃に海岸線付近で形成された海風域がしだいに広がると共に、その最強部は強まりながら内陸へ侵入する。Case 2 では海風の開始時は Case 1 と同様であるが、最強部は昼間は沖合に停滞し、18時以後急速に内陸に侵入する。この断面図に表われた海風の二つの極大域が海岸線上の  $u$  の二つの極大に対応していることがわかる。陸上で昼間は海風の発達を抑制されるのは、そこでは Case 1 に比べて  $K$  の値が一桁大きいことによって運動量の拡散が激しい結果であり、陸上の成層の不安定が解消し  $K$  の値が減



第9図 海岸線上、高さ 100 m のホドグラフ (Yoshikado と Asai, 1972)



第10図 海岸線上における風速成分  $u$  の鉛直-時間断面。(Yoshikado と Asai, 1972)



第11図 高さ 100 m における  $u$  の水平-時間断面 (Yoshikado と Asai, 1972)

少するとようやく海風が内陸でも強化されるわけである。Case 2 のもう一つの特徴、すなわち補償流が強いことは、陸上で海風の発達が抑制されることと対応して強い上昇流が維持されることに関連している。安定成層中の上昇流によって内陸では上層の気温が下降して高圧

部となり、海上では逆に低圧部が形成されるため補償流が強化される。この傾向は Case 1 では海風循環の上昇部、下降部が内陸へ移動するため顕著でない。

Yoshikado と Asai (1972) では第三の場合として、Estoque と Bhumralkar (1969) の用いた  $K$  の定式が試みられた。それは遷移層においても各レベルのシアと成層状態を考慮して、次のように与えられている。

$$K = \begin{cases} l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| (1 - \alpha S), & \frac{\partial \theta}{\partial z} \leq 0 \\ l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| (1 + \alpha S)^{-1}, & \frac{\partial \theta}{\partial z} > 0 \end{cases} \quad (22)$$

ただし

$$S = \frac{\sqrt{gl}}{\theta} \frac{\partial \theta / \partial z}{\partial U / \partial z},$$

$$l = k_0(z + z_0) \left[ 1 + \frac{fk_0(z + z_0)}{0.00027U} \right]$$

である。この場合は (22) による  $K$  の値が常に  $1 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$  以下の小さな値となり、海・陸面の温度対比が充分気層に伝播されなかったため、海陸風の発達は弱く非現実的なものとなった。その直接の原因は、一般風のない状態で海陸風自体のつくるシアが弱いためであり、(22) とあわせて Estoque と Bhumralkar (1969) では導入されていた小スケールの対流の効果を見ることがわかる。

### 5. 数値モデルに伴う問題点

現段階の海陸風理論を発展させる上で直面する問題点を次のように分類して考えてみよう。第一は数値シミュレーションという解法に関する技術的問題点である。これらの多くは個々の点では現状においても克服できない問題ではなく、より満足な方法が開発されている。しかし現存の計算機の能力ではすべての点でよりよい方法を駆使することが必ずしも可能ではない。従って各方法の差異とそれぞれの限界とを明確にする必要がある。第二は実際に起っている現象の理解に関連した物理的問題点である。そして第三に、海陸風の観測・解析的研究に対して要請される点を挙げる。

#### 5.1. 技術的問題点

##### (i) 計算領域の制約

モデルの境界はその存在が領域内の諸過程に影響を与えない程度に充分広く設定すべきである。しかし「充分」とはどの程度をさすのかは必ずしも明らかではなく、現状では計算上の制約に応じて領域が決定されている。なお、必要な領域の広さは適当な境界条件を用いる



ことによって、ある程度小さくすることは可能であろう。

理論モデルとしては地(海)中の温度場をも表現し、地表面での熱平衡から表面温度を求めることが望ましい。しかし、現在までの多くのモデルでは地(海)面温度を指定しているのは、計算上の制約による領域の限定が一つの理由であろう。熱平衡から地表面温度を決定する場合には水蒸気輸送(特に蒸発量)や大気放射の計算も必要になる。このステップの第一段階は前述のように Magata (1965) によって試みられた。

## (ii) 静力学的平衡

海陸風循環の水平方向のスケールは数 10 km, 鉛直方向のスケールは 1~2 km と考えられているから、一般的には静力学平衡の仮定は許される。いわゆる海風前線の形成など、種々の条件においてこの仮定が適当であるかどうか、という意味では物理的な問題も残されている。技術的な意味では、この仮定をどのように数値シミュレーションに組み入れるか、また、その結果はこれを仮定しない場合とどのように異なるか、ということが問題である。

Fisher (1961) は静力学的平衡を仮定せず、うず度の海岸線に平衡な成分に対する方程式を用いた。Neumann と Mahrer (1971) も静力学平衡を仮定することなく、運動方程式の鉛直成分を用いて  $w$  を求めている。これらと Estoque (1961) の方法とを静力学平衡を仮定することの効果に注目して比較検討しておく必要がある。

## (iii) 質量保存則

Estoque (1961) は計算不安定を誘起する外部重力波の発達を抑制するために、連続の式を  $z$  で微分し、領域の上端と地表で  $w$  の境界条件を与えている。これは外部重力波を除去して、差分式における時間の増分を比較的大きくするための技術的な処置であるが、このために質量保存則が満たされていないことは Neumann と Mahrer (1971) の試算によっても明らかである。しかし元来の連続の式を用いた後者の結果と比較しても、質量の保存それ自体を問題としない限り、前者が本質的な欠点を含んでいるとは言えないようである。海陸風循環においては、問題は気圧傾度が正しく与えられるかどうかであって、Estoque のモデルについてもそこまで掘り下げた吟味が必要であろう。

Estoque (1961) は、領域の上端で  $w=0$  の条件をおくことと関連して一定の気圧を指定しているが、正確に連続の式を用いる場合には上端の気圧変動をも計算しな

ければならない。Estoque と Bhumralkar (1969) はそれを次のようにしている。発散方程式を全気柱について積分すると

$$\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial x^2} = - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} G) \quad (23)$$

ただし、

$$G = u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} - f v - \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial u}{\partial z} \right)$$

であり、( ) は気柱内の平均値を表わす。一方、静力学平衡の条件から、

$$[\bar{p}z]_0^H - \bar{p}H = \int_0^H \rho g z dz \quad (24)$$

従って、(23) を積分して  $\bar{p}$ 、そして (24) から気層上端の気圧分布が求められる。

## 5.2. 物理的問題点

### (i) 鉛直乱流輸送

熱や運動量の乱流輸送は一般に温度、風の平均場の傾度に比例し、その比例係数として渦交換係数が定義される。差分近似を用いる数値シミュレーションにおいては sub-grid スケールの乱れの影響はすべて  $K$  に包括される。 $K$  の鉛直分布に関連して、現段階の境界層理論が観測的な確証を伴い信頼できる段階に達しているのは接地層の範囲に対してであって、その上の厚さ 1~2 km に及ぶ大気境界層に対してはまだ不十分と言わざるを得ない。Estoque (1961) の用いた遷移層内の  $K$  の分布では、接地層の不安定化に伴って、その上方の安定成層中においても  $K$  が増大する。これは小スケールの対流、とりわけ penetrative convection による乱れを表現するものと解釈される。数値実験の結果はこの簡単な近似式によってかなりの程度に海陸風の場合を表現し得ることを示している。上部境界層においても各点の成層状態や風のシアを考慮して  $K$  の値を評価することは重要な課題であるが、同時に、海陸風循環で大きな役割を果たしていると考えられる penetrative convection の観測的・理論的研究の成果をとり入れていく必要がある。

### (ii) 地形

現在までの数値モデルはすべて海岸線を境として水平で一様な地面と海面が半無限に広がっている場合を想定している(ただし、Moroz, 1967 は湖風の数値シミュレーションにおいて、湖の中央で対称境界条件を与えた。このモデルはその他の点では Estoque, 1961 と同様である)。しかしわが国の、とりわけ瀬戸内海のような複雑な地形において発達する海陸風を現存の理論モデル

によって十分な精度で再現し得ないことは言を待たない。従って現段階の問題点というよりも、むしろ将来の理論モデルに対する一つの大きな課題として、地形の影響の考慮という問題が残されていると言えよう。地形の考慮と言っても、地表面の粗度分布の非一様性、斜面や山岳、各種のスケールの島、さらにそれらの三次元的な分布や海岸線の屈曲というように、幾つかの異なる種類の問題がある。この過程では現在のモデルにおける接地層の理論的取扱いに再検討を加えることが必要になる。

### 5.3. 観測・解析の研究に対する要請

海陸風循環に関しては過去において観測面と理論面の有機的な結合が充分であったとは言いがたい。その原因の一つは前述のように、理論を構成する各部分の問題点が解決されておらず、理論が観測面の現実に対応できない点にあり。従って現段階の理論を観測と対比する場合の視点は、現状でどこまで表現し得るかにある。ところが海陸風の観測例は実に豊富であって、観測された資料の種類と同時に、現象のパターンもまた実に多種多様である。すなわち最も一般的な海陸風とはどんなものか、従って、理論が定量的段階で最小限表現すべき点は何か、が必ずしも明らかでない。この問題に答えるためには何らかの統計的なデータ処理が必要となるであろう。現象の一日周期が既知であることはその際の利点となる。また海陸風の発現形態は温度場(地温、海水温、気温分布)その他第2節で述べた多くの気象要素によって左右されているので、観測に際して可能な限りこれらの要素をあわせて測定することが望まれる。

### 6. あとがき

一般に、気象現象の数値シミュレーションは、その現象の基本的な物理過程に関する知識なしに進め難いことは言うまでもなく、既知の過程、あるいは推定される過程をそれぞれに適した関係式や数値で定量的に表現し、それらを組み合わせることが必要である。

海陸風の研究において数値シミュレーションの手法を効果的に使用するためには、次の段階を着実にふむべきであろう。

- (1) 海陸風に対する外的条件の確定。すなわち input エネルギーを正しく与えること。同時に付加的な外部条件(c)を正確に把握すること。
  - (a) 太陽放射と長波放射の地(海)面および大気の大気正味の吸収率。
  - (b) 大気下面(地・海面)の条件

海・陸の熱的性質(比熱、熱伝導率、反射特性、海水の運動)

形状・粗さ(海岸線の屈曲、地面の起伏、粗度)

(c) 大規模風系(風・温度構造)

- (2) 海陸風に内在する物理過程を正確に定義し、そこで同時に活発に作用している各々の役割を区別すること。主な過程としては

(a) 地(海)表面温度……地(海)表面での熱収支  
平均的な地表面温度の日変化を指定する方式は、既に特定の日の特定の場所の状況を考慮しないことになる。

(b) 熱、水蒸気、運動量の乱流・対流輸送(sub-grid スケールの運動に伴う)

(c) 熱、水蒸気、運動の移流(海陸風スケールの運動に伴う)

(d) コリオリ因子

- (3) 海陸風に対するそれら各々の重要性の決定。モデルが完成して実際それぞれを考慮したりしなかったりすることによって数値実験するまでは、直観的・経験的になさざるを得ない。

- (4) 数値モデルで直接解像できない、いわゆる sub-grid スケールの物理過程を海陸風スケール(grid スケール)の変数でパラメタライズすること。たとえば、小規模乱流や対流による輸送過程、地表面の小規模な物理的・幾何学的不規則性をパラメタライズする。

(1)~(4)を iteration する。同時にまた独立に別々に取扱い得る項目もある。この iteration を通してモデルが改良されるであろう。

### 文 献

- 1) Arakawa, H. and M. Utsugi, 1937: Theoretical investigation on land and sea breezes, Geophys. Mag., Tokyo, **11**, 97-104.
- 2) Defant, F., 1951: Local winds, in Compendium of meteorology, Amer. Meteor. Soc., Boston, 655-672.
- 3) Estoque, M. A., 1961: A theoretical study of the sea breeze, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **87**, 136-146.
- 4) Estoque, M. A., 1962: The sea breeze as a function of the prevailing synoptic situation, J. Atmos. Sci., **19**, 244-250.
- 5) Estoque, M. A., 1968: Vertical mixing due to penetrative convection, J. Atmos. Sci., **25**, 1046-1051.
- 6) Estoque, M. A. and M. Bhumralkar, 1969:

- Flow over a localized heat source, *Month. Weath. Rev.*, **97**, 850-859.
- 7) Fisher, E. L., 1961: A theoretical study of the sea breeze, *J. Meteor.*, **18**, 216-233.
  - 8) Haurwitz, B., 1947: Comments on the sea-breeze circulation, *J. Meteor.* **4**, 1-8.
  - 9) Jeffreys, H., 1922: On the dynamics of wind, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **48**, 29-46.
  - 10) Kobayasi, T. and T. Sasaki, 1932: Uber Land- und Seewinde, *Beitr. Phys. frei Atmos.*, **19**, 17-21.
  - 11) Magata, M., 1965: A study of the sea breeze by the numerical experiment, *Pap. in Meteor. Geophys.*, Tokyo, **16**, 23-36.
  - 12) McPherson, R. D., 1970: A numerical study of the effect of a coastal irregularity on the sea breeze, *J. Appl. Meteor.*, **9**, 767-777.
  - 13) Moroz, W. J., 1967: A lake breeze on the eastern shore of Lake Michigan: observations and model, *J. Atmos. Sci.*, **24**, 337-355.
  - 14) Neumann, J. and Y. Mahrer, 1971: A theoretical study of the land and sea breeze circulation, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 532-542.
  - 15) O'Brien, J. J., 1970: Note on the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1213-1215.
  - 16) Pearce, R. P., 1955: The calculation of the sea breeze circulation in terms of the differential heating across the coastline, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **81**, 351-381.
  - 17) Schmidt, F. H., 1947: An elementary theory of the land-breeze and sea-breeze circulation, *J. Meteor.*, **4**, 9-15.
  - 18) Yoshikado, H. and T. Asai, 1972: A numerical experiment of effects of turbulent transfer processes on the land and sea breeze, *Contr. Geophys. Inst., Kyoto Univ.*, **12**, 33-48.