

2. 室内実験による大気境界層のシミュレーション

植田 洋 匡*

1. 緒言

室内実験による大気境界層のシミュレーションは今に始まった訳ではないが、最近特に、大気環境や大気拡散の子測のためのアナログシミュレータとして、大型の風洞や水槽、開水路などの建設が盛んに進められている。これらをシミュレータとして使うには、相似律の確立が前提となる。相似パラメータとしては、レイノルズ数 Re 、リチャードソン数 Ri あるいは H/L (H : 高度, L : モーニンオブプロフ長), 相対高度 H/δ (δ : 境界層厚さ), 相対粗度 H/r_0 (r_0 : 粗度高さ), 乱れ強度など多くある。室内実験でこれらすべての値を同時に合わせることは接地気層については可能な場合もあるが、境界層全域については難しい。このため個々の大気現象について、それぞれ装置を工夫してその特徴をシミュレートしなければならない。

大気境界層の特徴としては、(1)高 Re 数であること、(2)非定常性をもつこと、(3)成層効果が著しいこと更に不安定成層状態では、(4)高 Ra 数であることが考えられる。まず、(1)高 Re 数乱流であるため、例えば $-5/3$ 乗則の成立する慣性小領域が3~4桁にも及ぶ。また、(2)非定常特有の現象として、例えば流れが加速されるときには乱れが減衰し強い加速時には乱流拡散係数が負(カウンターグラディエントな拡散)になる場合もある。

また、季節風や局地風など気流は多くの場合温度差が直接的あるいは間接的な原因になって起こるため、必然的に鉛直密度(温度)勾配を伴っていて、しかも規模が大きいためにこの密度成層が乱流構造や輸送現象に著しい影響を及ぼす。更に不安定成層状態では Ra 数が高いため、層流不安定と同様に乱流でも浮力的な不安定のためにセル熱対流などの二次的な流れが形成される可能性がある。本報では成層効果と二次流についてわれわれの室内実験結果を報告し、これに基づいて大気境界層研究の今後の課題を考えてみたい。

2. 密度成層効果

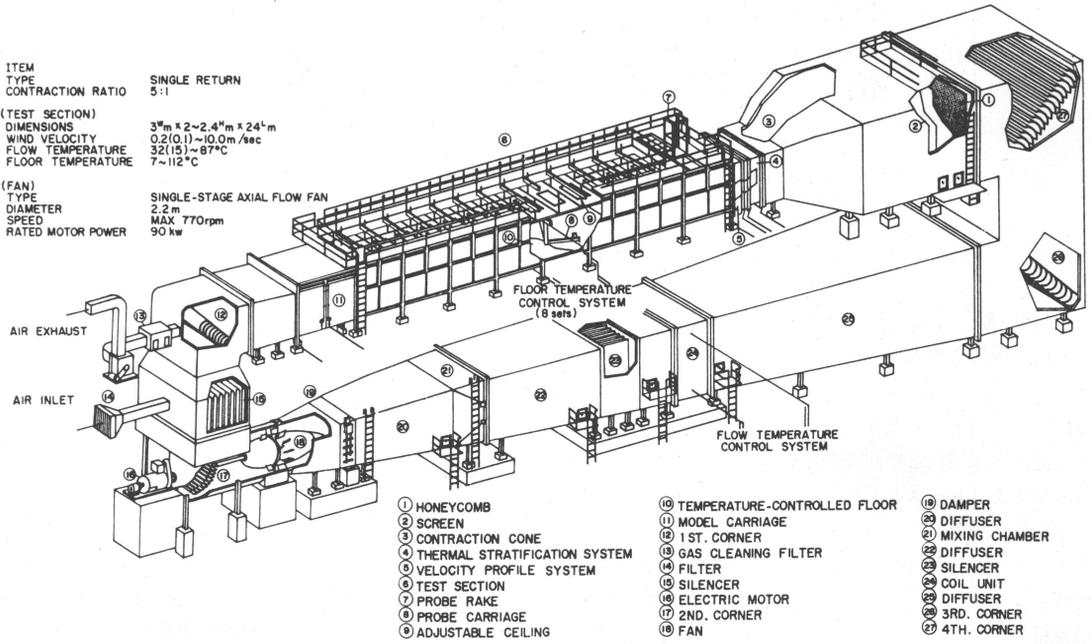
第1図に国立公害研究所に設置されている大気拡散風洞の概念図を示す(Ogawa *et al.*, 1981)。種々の気象条件下での強い密度成層状態を再現することを設計の基本とした。そのため、風洞を密閉回流式にして低風速での高精度の制御を可能にしてある。測定部は高さ2 m, 幅3 m, 長さ24 mで、その床面に厚い乱流境界層を発達させる。任意の温度成層を作るために一般気流温度、測定部入口の温度、風速の鉛直分布、床面温度分布をそれぞれ独立に制御している。一般気流温度は温度調節装置により15~87°Cの範囲に設定できる。測定部入口には温度成層用カート、速度成層用カートがあり、それぞれ高さ方向に20セクションにわかれ、電気ヒータ(風速5 m/sで30°C加熱)と格子目開きの調節により各段の温度、風速を制御している。また、測定部床面は3 m×3 mのパネル8組(合計24 m)から成り、各パネルは独立に床面温度を7~112°Cの温度に設定できる。

大気中での乱流輸送現象は、大気の安定度(密度成層状態)によって著しく変化する。第2図は一般風速1 m/sの乱流境界層内に模型煙突(高さ8 m)から1 m/sで煙を排出したときの煙の挙動を示しており、成層状態の違いだけで拡散の状況は著しく変化しているのがわかる(Ogawa *et al.*, 1982)。

2.1. 接地気層

壁面領域(wall region)に相当する接地気層内では風速・気温のほか各種の乱流統計量の分布は、壁面パラメータによって一義的に決まる。成層乱流では壁面パラメータとして、壁面からの距離 z 、壁面摩擦速度 u_* ($\equiv \sqrt{-\overline{uw}}$, u, w ; 流れ方向、鉛直方向の速度変動, オーバーバー; 平均量), 摩擦温度 T_* ($\equiv \overline{\theta w}/u_*$, θ ; 温度変動)の他、浮力パラメータ $g\beta$ (g : 重力加速度, β : 体積膨脹率)が新たに加わる。これら4つのパラメータを用いた次元解析に基づく相似理論が Monin-Obukhov(1954)により提出されており、これが壁面領域の輸送現象に及ぼす成層効果の相関に有効である事が確認されている。

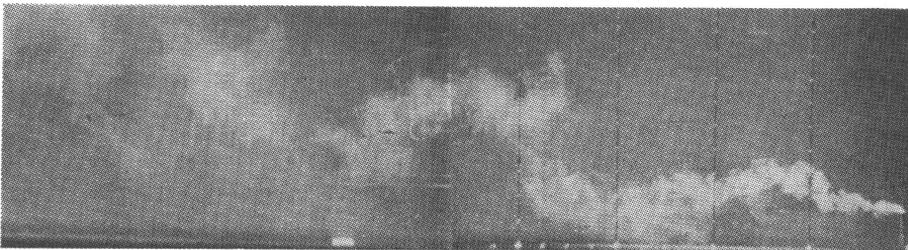
* Hiromasa Ueda, 国立公害研究所.



第1図 大気拡散風洞の概略図。



(a)



(b)



(c)

第2図 各種成層状態での煙の挙動。(a)中立成層。(b)不安定成層。(c)安定成層。

ここで長さのスケールは、モーンン・オポコフ長 L ($\equiv u_*^3 / \kappa g \beta \overline{w\theta}$, κ ; カルマン定数) になる。

壁面近傍の乱流は、強不安定成層でしかも静穏な場合を除いて、パースティング (bursting) 過程と呼ばれる組織構造を持っている。これは Kline *et al.* (1967) により見出されたもので次のような過程がサイクリックに、しかも間欠的に起こる。

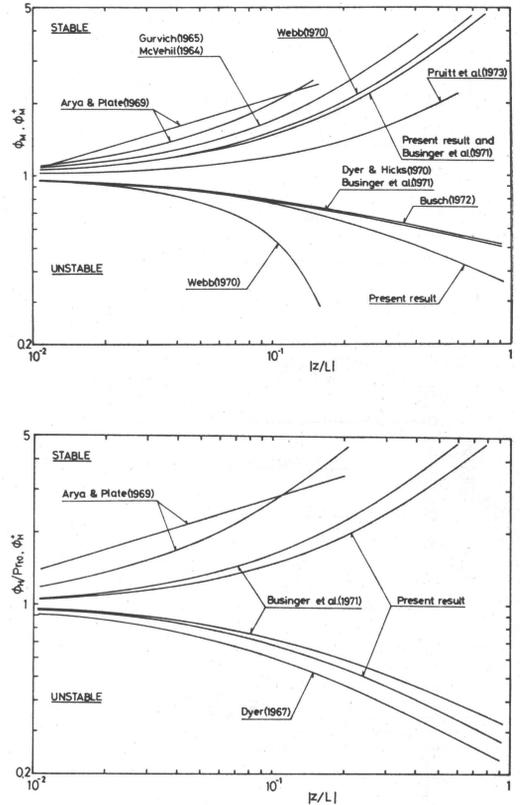
まず壁面近傍に低速流体塊が形成され、これに上空から高速の乱流渦が接近すると、低速・高速流体塊の界面に強いシャーが形成され、不安定になって低速流体塊から竜巻状の流体の噴出 (ejection) が起こる。噴出がおさまると風速シャーも弱まり、最後に高速渦によって低速流体塊が掃送される (sweep)。その周期は実大気中では数10秒から数分になる。乱流エネルギーの生成はこれら ejection と sweep 過程でのみ行われ、その他の時間帯の乱れは不活性なランダム運動とみなせる (Ueda・Hinze, 1975)。しかも境界層内の大半の乱流エネルギーがこの壁面領域でつくられて上空に拡散していく。熱や物質もこの ejection, sweep 運動で輸送されるため、それらの乱流拡散係数は運動量のそれとほぼ等しくなる。

密度成層状態での浮力は、このシャー不安定に伴う ejection, sweep 運動の相対的な寄与を変化させるように作用すると考えられる。壁面が平滑な場合、パーストの空間構造は壁面からの無次元距離 z^+ ($\equiv zu_* / \nu$, ν ; 動粘度) だけで決まると仮定して、同じ z^+ の位置で成層効果を比べてみると、それが z/L のみの関数として評価できることが明らかになった (Fukui *et al.*, 1982)。壁面領域は粘性底層 ($z^+ < 5$)、遷移域 ($5 < z^+ < 30$)、完全乱流域 ($z^+ > 30$) から成るが、この全域で、 $d(u/u^*)/dz^+$ や $d(T/T^*)/dz^+$ の成層状態での値と中立状態での値の比が z/L のみにより相関できる。完全乱流域での比の値 ϕ_H^+ , ϕ_M^+ は通常用いられているシャー関数 ϕ_M , ϕ_H の定義に帰着する。従来行われてきた野外観測の結果には相互間にバラツキが多いが、室内実験によるシミュレーションを行えば ϕ_M^+ , ϕ_H^+ vs. z/L の関係として決定的なものが得られる (第3図)。

密度成層状態のパースティング過程の研究は室内実験でもまだ緒についたばかりである。これと平行して実大気中の接地気層についても今後この方向での観測が望まれる。

2.2. 外部領域

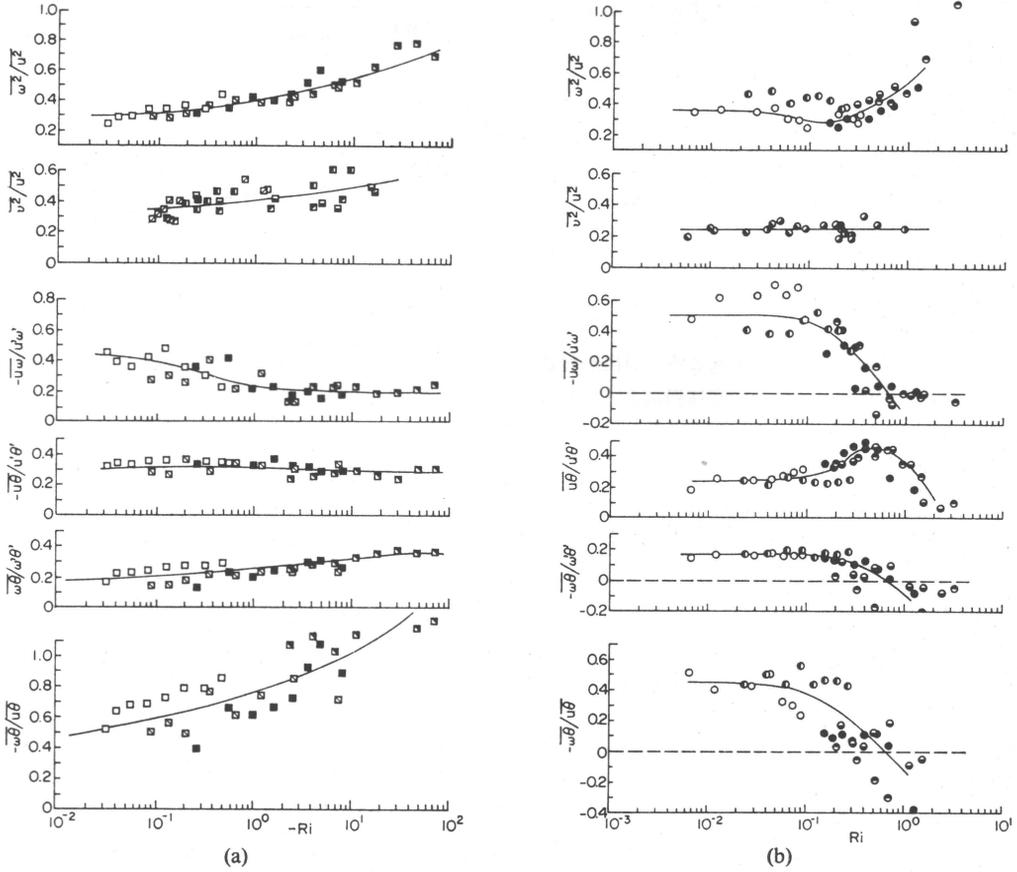
接地気層とその上空では乱流の構造・輸送機構に及ぼす密度成層の効果に本質的な違いのあることが判明しつ



第3図 普遍関数の比較。

つある (Gibson・Launder, 1978; Ueda *et al.*, 1981)。これは乱流エネルギーの生成を支配している壁面領域と、自由剪断乱流に近い挙動を示す外部領域とはその乱流構造が大きく異なることから容易に推察できる (Ueda・Hinze, 1975)。さきに示したような観測結果の大きなばらつきも大気的非正常性、非一様性の他に接地気層とその上空の結果が混在しているためと考えられる。実際、夜間に形成される接地逆転層では、接地気層の厚さが1 m程度の場合も多い。

乱流輸送は風のシャーと浮力の両方の影響を受けるが、このうち風のシャーは接地気層より上空で急激に減少するのに対して浮力の減衰は小さい。このため、接地気層から拡散してきた乱れ、あるいは浮力により生成された乱れは密度成層により変形されて局所的平衡状態にあり、自由剪断乱流と類似の挙動を示す。このような場合、乱流構造や輸送過程に及ぼす浮力効果はもはや z の関数ではなくなり局所の密度勾配から決まるグラディエント・リチャードソン数のみによって相関できると考え



第4図 種々の乱流統計量の Ri 数による相関。

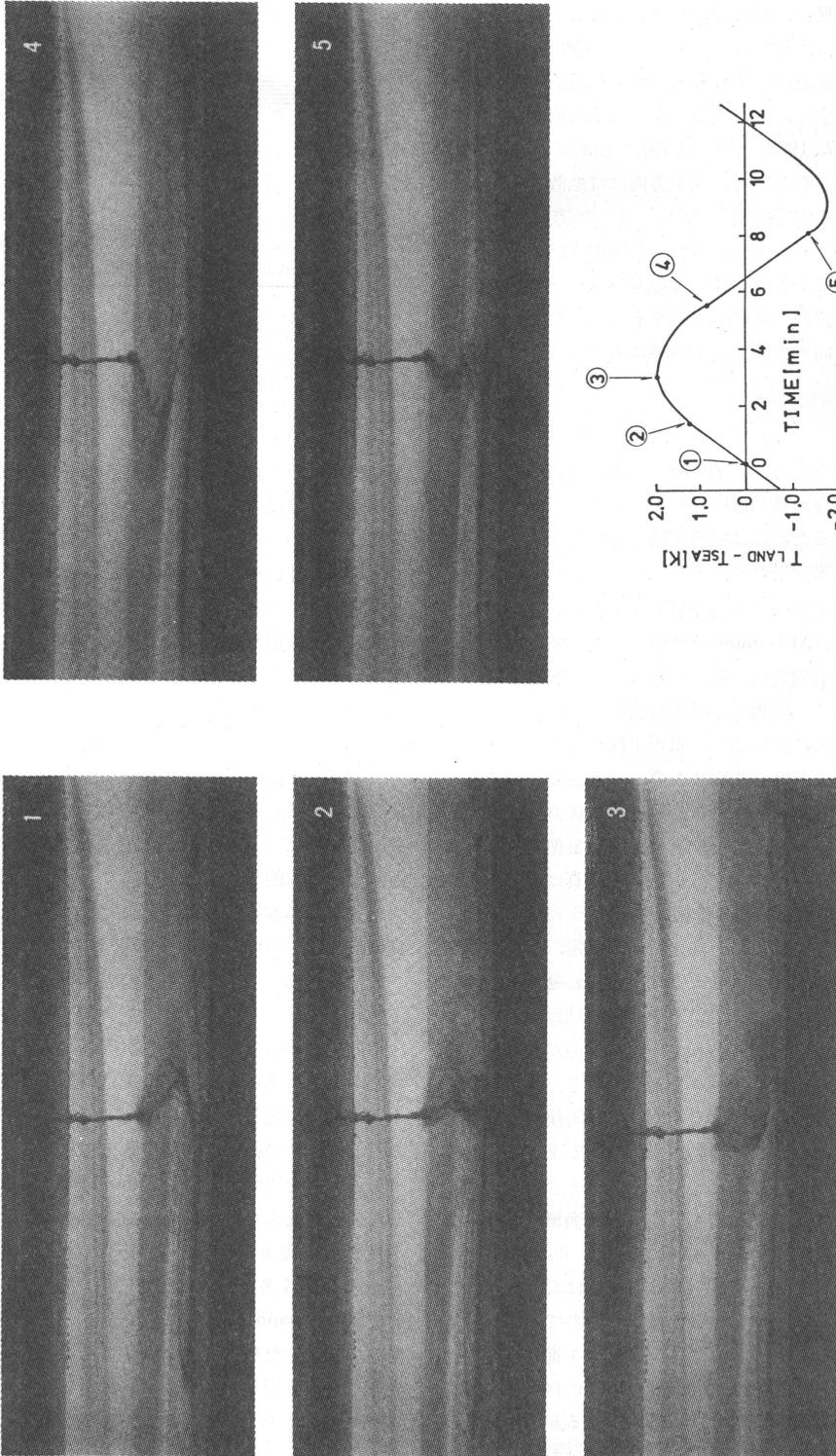
るのが合理的である。安定度を表す指標として他にフラックス・リチャードソン数も考えられるが、後述するようにカウンター・グラディエントの拡散が存在するため一意性に欠ける。

乱流構造は、密度成層による変形と浮力により励起される運動によって著しく変化するが、各種乱流統計量の Ri 数依存性を第4図に示す。本来ランダム運動に近い乱流運動は、安定成層状態では、浮力によって組織化されて波状運動に移行する。このとき、運動量、熱および物質の輸送は極端に抑制される。そのため、強安定成層状態では、局所的にしかも間欠的に強いシャーが発生して、シャー・インスタビリティによって波状運動の破碎が起こり、この瞬間にだけ熱や物質の鉛直輸送が行われる。このため運動量と物質（熱）の輸送機構には明瞭な違いが見れる。更に強い成層状態になると速度・濃度・温度の勾配に逆らって運動量・物質・熱の輸送が起こる

(第4図 (b) で $-\overline{uw}/u'w'$, $-\overline{w\theta}/w'\theta'$ が負の値になる (Mizushima *et al.*, 1978; Komori *et al.*, 1983))。

不安定成層状態の乱流構造にとって支配的なのは、熱い渦の上昇と冷たい渦の下降運動、つまり浮力により励起される上昇・下降運動である。この運動は不安定度の増大に伴って、低波数域から高波数域にまで及ぶ。このことから、乱れ強度は増大し、運動量、物質（熱）の乱流拡散はともに促進されるが、特に鉛直方向の乱流拡散が促進される結果、強不安定域では鉛直フラックスが流れ方向フラックスより大きくなる (Komori *et al.*, 1982; Ueda *et al.*, 1982)。物質（熱）と運動量の乱流拡散係数の比 K_H/K_M は特異な挙動を示し、 $Ri = -0.2$ の付近で最大値3になり、強不安定状態では減少して $Ri = -10$ で1になる。

u, v, w を含んだ乱流統計量の安定度依存性がそれぞれ異なることから、乱流拡散についても水平方向の拡散



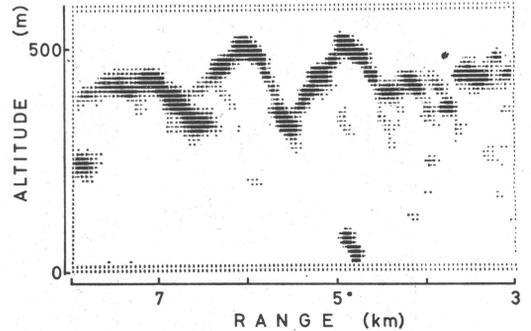
第5図 海陸風循環流のパターン. 各パターンに対応する海-陸表面温度差 $T_{LAND} - T_{SEA}$ を右下に示す.

に及ぼす浮力効果は、鉛直方向のそれと著しく異なることが予想される。安定成層下では、流れ方向、横方向、鉛直方向の乱流拡散はいずれも減少するが鉛直方向の拡散の減衰が最も強く、次いで横方向、水平方向の順である (Komori *et al.*, 1982)。その結果第2図(c)のように煙は鉛直方向に拡がらないで、水平方向には拡散して扇形になる。一方、不安定成層下では、三つの方向への拡散はともに促進され、かつ、それらの増加率はほとんど同程度である。しかし、強不安定状態 ($Ri < -1$) になると乱流の鉛直方向の運動が卓越するようになり、それに伴って鉛直方向の拡散だけが極端に大きくなる。

3. 二次流

大気境界層の内部では、山岳回りの流れや斜面風、海陸風など種々の局地風が形成される。これらのダイナミクスを理解するためには室内実験によるシミュレーションが重要な役割を果たす。

第5図は室内実験による海陸風シミュレーションの可視化写真である (Mitsumoto, 1983)。左側底面「海」を一定温度に保ち右側底面「陸」をこの一定温度を中心として一定周期、一定振幅で正弦関数的に時間変化するように制御し、さらに実験流体、水の上面にもジャケットを置き、その表面温度を底面より高い一定温度に保ち基本場を安定成層状態にしてある。図は海岸線直上でテルルの黒煙をゆっくり落下させ、それが海陸風循環によって移流・拡散する様子を示す。①～⑤の写真は右下に示した T_{LAND} の時間変化の各位相に対応する。レーザー・ドップラー流速計による2方向速度成分測定、熱電対を用いた温度の空間分布測定による知見を合わせて、海陸風のダイナミクスについて以下のような結論が得られた。(1)「朝風」の期間が終わって、陸地表面が加熱されると、ある時点で突然ベナール型対流が生じ、陸地側に一樣な厚さの混合層を形成する。(2)この熱対流が合体して大きなセルとなり、更に運動が一段落すると、この混合層に向かって海風が侵入してくる。このとき陸地地面から加熱を受けるために熱的不安定が生じ海風層全体に縦渦列が形成される (Fukui *et al.*, 1982)。(3)海風、陸風は共に重力流の一種と考えられる。陸風は安定成層状態の周回流(対向流)に向かって侵入するのでそのヘッドは偏平で周回流の下にもぐり込むように進行していく。このとき陸地表面では地面温度の下降に伴って、陸地全体に強い安定成層状態の陸風層ができるが、安定成層のために上空からのエントレインメントはなく、あた



第6図 レーザー・レーダーで観測された混合層の鉛直断面構造。

かも固体平板が動くようになり一体となって海側に侵出していく。これに反して、海風はベナール対流によって形成された、不安定成層で静穏な周回流の中に、先端に強い上昇流を伴いつつ侵入する。このとき強い旋回を持った重力流ヘッドとそれに追従する海風流体層は海側からだけでなく上層からもエントレインメントによって質量を補給されるため、あたかも海岸線上に形成された小さい循環流が時間と共に水平方向に拡がってゆくように見える。

このように海陸風は、基本的には海陸の表面温度差の日周期変化によって生じる循環流であるが、陸地温度自身の時間変化によって生じる非定常熱対流や重力流が、海陸風の基本的な流動形態であり、これが海陸風のダイナミクスに本質的な役割を果たしており、またこれが日中、夜間のフローパターンの著しい相違を生んでいる。

このように室内実験は種々の局地風を理想化した条件下でシミュレートできそのダイナミクスの解明に有力な手段を与えるが、実大気と室内スケールの相似関係の考察が必須である。例えば、1日周期でフローパターンの変化する局地風では長さ、時間のスケールに種々のパラメータの組み合わせが考えられ、これらのパラメータの寄与を実験や理論 (Ueda, 1983) から決定しておかなければならない。

最後に、実大気中では熱対流に伴って生じる二次流らしきものが多く観測されている。第6図は国立公害研究所の Sasano *et al.* (1982) がレーザー・レーダーを用いて観測した熱対流パターンである。静穏な午前中に発達した混合層の中に形成されたエアロゾル濃度の空間分布からエッジングなどのデータ処理を施して得られたパターンにセル状対流らしきものが見られる。前述の海

陸風シミュレーション時に観察されたセル状対流や縦渦列は層流の熱的不安定によって生じているが、実大気のように Ra 数の非常に大きな乱流状態でもある条件で類似の熱的不安定が起こるのか、またそのときの二次流れはどのような構造を持っているのか、これらの問題は気象学のみならず大気汚染の拡散問題とも絡んで重要な問題であり、今後の乱流理論や室内実験の大きな研究課題の一つである。

4. まとめ

我が国の大気境界層の研究で最も欠落しているのは室内実験であると思う。観測や理論、数値実験に比べて室内実験の少ないのは確かである。理論、数値実験は、一挙に観測と比較するのでなく、室内実験結果と定量的な比較を行うべきであり、また、大気境界層は限定された条件下の一種の乱流流れにすぎないのであるから、もっといろいろな複雑乱流の室内実験結果に適用できるように発展させられるべきである。また費用のかかる観測を行うのと併行して室内実験でその全体像を把握することも必要であろう。このためには室内実験は高精度で一般性のあるものを追求する必要がある。そしてこれらの研究を通じて他の研究分野との交流を一層深めていく必要がある。

文 献

- Fukui, K., M. Nakajima and H. Ueda, 1982: The longitudinal vortex and its effects on the transport processes in combined free and forced laminar convection between horizontal and inclined parallel plates, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **26**, 109-120.
- , ——— and ———, 1983: A laboratory experiment on momentum and heat transfer in the stratified surface layer, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **109**, 661-676.
- Gibson, M.M. and B.E. Launder, 1978: Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer, *J. Fluid Mech.*, **86**, 491-551.
- Kline, S.J., W.C. Reynolds, F.A. Schraub and P.W. Rundstadler, 1967: The structure of turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, **30**, 741-773.
- Komori, S., H. Ueda, F. Ogino and T. Mizushima, 1982: Turbulence structure in unstably-stratified open-channel flow, *Phys. Fluids*, **25**,

1539-1546.

- , ———, ——— and ———, 1982: Lateral and longitudinal turbulent diffusion of scalar quantities in thermally stratified flow in open channel, in 'Heat Transfer 1982', Edited by U. Griggull, Hemisphere Publ. Co., **2**, 431-436.
- , ———, ——— and ———, 1983: Turbulence structure in stably stratified open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, **130**, 13-26.
- 近藤次郎・植田洋匡, 1982: 大気境界層内の乱流輸送現象, *ながれ*, **1**, 238-252.
- Mitsumoto, S., H. Ueda and H. Ozoe, 1983: A laboratory experiment on the dynamics of land and sea breeze, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1228-1240.
- Mizushima, T., F. Ogino, H. Ueda and S. Komori, 1978: in 'Heat Transfer, 1978', Edited by J.T. Rogers, Hemisphere Publ. Co., **1**, 91-96.
- Monin, A.S. and Obukhov, A.M. 1954: Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere, *Tr. Akad. Nauk SSSR Geofiz. Inst.*, No. 24, 163-187.
- Ogawa, Y., P.G. Diosoey, K. Uehara and H. Ueda, 1981: A wind tunnel for studying the effects of thermal stratification in the atmosphere, *Atmos. Environ.*, **15**, 807-821.
- , ———, ——— and ———, 1982: Plume behavior in stratified flows, *Atmos. Environ.*, **16**, 1419-1433.
- Sasano, Y., H. Shimizu and N. Takeuchi, 1982: Convective cell structures revealed by Mie laser rader observations and image data processing, *Appl. Optics*, **21**, 3166-3169.
- Ueda, H. and J.O. Hinze, 1975: Fine-structure turbulence in the wall region of a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, **67**, 125-143.
- , S. Mitsumoto and S. Komori, 1981: Buoyancy effects on the turbulent transport processes in the lower atmosphere, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **107**, 561-578.
- , ———, ——— and K. Fukui, 1982: Turbulent transport in the mixed convection over a heated horizontal plane, in 'Structure of Turbulence in Heat and Mass Transfer', Edited by Z.P. Zaric, Hemisphere Publ. Co., 367-380.
- Ueda, H., 1983: Effects of external parameters on the flow field in the coastal region —A linear model, *J. Appl. Met.*, **22**, 312-321.