

成層流風洞における対流境界層乱流の条件抽出

道奥康治¹・Erich PLATE²・Rolf KAISER³ and Matthias RAU⁴

¹正会員 工博 神戸大学助教授 工学部建設学科 (〒657 神戸市灘区六甲台町1-1)

²Institut für Hydrologie und Wasserwirtschaft, Universität Karlsruhe (TH)
(Kaiserstraße 12, Karlsruhe, D-76128, BRD)

³Ford Co.Ltd. (Köln, BRD, formerly Research Fellow of the IHW, the Univ. Karlsruhe)

⁴Ingenieurburo Wacker & Rau (Karlsruhe, BRD, formerly Research Fellow of the IHW, the Univ. Karlsruhe)

任意の風速・温度分布の成層流を再現できる新型風洞によって対流境界層を再現し、流れの乱流計測と条件付き解析を行った。温度時系列を検出信号として VITA 法により秩序構造を条件抽出し、ブルームによる熱・運動量輸送特性を検討した。1) 接地表面層では対流ブルームによる強い高温上昇流(warm updraft)と壁面乱流が卓越し、低温下降流(cold downdraft)はゆるやかで、そのスケールは小さい、2) 混合層では、急速な高温上昇流(warm updraft)によって大部分の熱・運動量が輸送され、低温下降流(cold downdraft)の輸送量は小さい、3) 連行領域では、上層へのブルームの貫入(penetrative convection)、すなわち低温上昇流(cold updraft)が主に貢献している、などの特徴が明らかにされた。

Key Words : wind tunnel, stratified flows, convective boundary layer, thermal plume, turbulence conditional sampling, atmospheric environment, diffusion, inversion layer, forced convection

1. 序論

(1) 研究の背景

都市大気環境の評価は建築構造物や道路交通システムなど社会基盤施設の整備に際して重要な作業の一つである。大気の熱・物質輸送過程を再現する手法としては、主に①風洞実験と②数値シミュレーションがある。

風洞実験では、大気現象との力学的相似性を確保すれば小スケールの現象を再現できる。しかし、回転風洞の建設は困難であり、コリオリ力が卓越する大きな領域を対象にはできない。また、成層効果を再現するためには特殊な設計に基づく成層流風洞を用いる必要がある。高度な実験技術を要する。

一方、数値シミュレーションでは地球自転や成層の効果を定式化することが可能である。適正な乱流モデルを用いて現地観測に基づくモデル定数を同定すれば、大きなスケールの大気現象を記述することができる。しかし、建物が林立した都市や山岳部の小領域を対象にする場合、複雑地形を数値モデルの境界条件に反映することは難しい。

地表から排出される物質の拡散輸送を考える場合、風速、温度成層、地表の境界条件、が主要な支配因子となる。晴天時の午前中においては、逆転層(Inversion Layer: IL)が地表 100m 程度の低空に位置するとともに地表は加熱されて熱対流による乱流が発達する。この場合、汚染物質は薄い境界層内に捕捉されて高濃度に

なり、さらに対流乱流によって広範囲に拡散されるため、最も危険な状態が現われる。建物群が密集した都市域など複雑地形上の対流境界層(Convective Boundary Layer: CBL)を記述するためには、①対流混合層-逆転層-自由大気層からなる温度成層、②ブルーム(後述)の乱流運動、③複雑な地表の形状、などを考慮しなければならない。この場合、数値モデルは③の要件を充足しないため、物理模型を用いた風洞実験が必要になる。

以上の背景のもとに、これまでいくつかの研究機関において成層流風洞の開発が進められてきた。カールスルーエ大学水文・水資源工学研究室[Institut für Hydrologie und Wasserwirtschaft (IHW), Universität Karlsruhe (TH)]では、逆転層をともなう対流境界層を再現できる新型成層流風洞を完成した¹⁾。対流境界層の乱流構造が解析され、時間平均化された乱流特性が風洞によって再現されることが確認されている²⁾。

(2) 対流境界層(CBL)に関する既往の研究

対流境界層内の乱れは、大略的には、①加熱された地表から不規則に発生するサーマルやブルームなどの浮力乱流(以後、「ブルーム」と略述)、②サーマルやブルームの周辺に生ずる補償流れ、③地表面でのせん断により発生する壁面乱流からなる。

航空機や気球を用いた CBL の現地観測例として Clarke ら³⁾、Kaimal ら⁴⁾、Caughy と Palmer⁵⁾、Lenschow ら⁶⁾の研究がある。これらのデータは多数の実験モデ

ル・数値モデルの検証に使われている。また、Schols^{7a)}らは現地観測で得られた温度時系列を検出信号としてVITA(Variable Interval Time Averaging)法を適用し、プルームの秩序構造を見出した。現地観測は信頼できる研究手法であるが、多くの労力を要し、多点・長時間の計測が困難である。また、理想状態のCBLと異なり自然対流以外の要因が介在するために、流れの基本特性を検討する上では余計なデータのばらつきをとまなう。

大気 の CBL を単純化した実験モデルとしては Willis と Deardorff^{9),10)}により行われた水理実験が知られる。鉛直一次元水槽内に水温成層場を設定し、自然対流を発生することによって大気層と類似のCBLが再現された。逆転層での連行や混合層内の乱流特性などに関して大気現象との相似性が確認されている。著者ら^{11),12)}は、水温二層系において自然対流と壁面乱流を模擬した振動格子乱流が共存するCBLの連行・水温変動特性を実験および乱流完結モデルにより検討した。Schmidt と Schumann¹³⁾は Willis と Deardorff の水理実験に対応するLESを実施し、高次モーメントを含む詳細な乱流データを得た。以上の鉛直一次元モデルでは小規模の実験装置によってCBLの基本特性が精緻に計測される利点があるが、時間とともに成層構造が変化する非定常過程であり、風の方向にも境界層が発達する大気現象とは異なる。また、平均流による移流拡散や壁面せん断効果が不在のため、地上模型を配した大気拡散過程のシミュレーションは不可能である。

以上のことより、温度成層と熱対流運動の再現機能を兼ね備えた成層流風洞の開発が必要となる。Merony と Melbourne¹⁴⁾によれば、現在稼働中の成層流風洞はいずれも開発途上か基本性能に関する試験運転の段階にある。Rey ら¹⁵⁾は加熱滑面/粗面上に均一温度の流れを吹送してCBLの実験を行った。しかし、逆転層などCBLの成層構造が再現されないとともにレイノルズ数が小さく大気観測値との不一致が一部に見られる。小川ら¹⁶⁾は風洞の前半区間が冷却平板、後半区間が加熱平板からなる海陸風の実験を実施した。内部境界層の発達に関する有用な知見を得たが、対象とした現象はCBLの発達域に相当し、逆転層をとまなう十分発達したCBLを対象としたものではない。Poreh と Cermak¹⁷⁾は加熱平板上の対流層内における物質拡散過程に着目した実験を行った。計測は平均流に関するのみ行われている。前二者と同様に逆転層と自由大気層の成層強度や加熱強度に関して風洞性能の限界が認められる。以上のように、加熱/冷却底板上に均質温度の空気を送風するタイプの成層流風洞においては、大気層に見られる逆転層や安定温度成層を忠実に再現できない。発達したCBLを得るためには実現不可能な程度に長い助走区間を要する。

IHWではこれらの問題を解決するために特殊な構造を持つ成層流風洞を開発した。その結果、大気層に類似した流動構造を持つCBLが再現されることを確認している²⁾。

(3) 研究目的

これまでのIHWでの基礎実験において、平均風速・温度分布、乱流変動成分の二次・三次モーメント、スペクトルなどCBLの基本特性が検討され、長時間平均事象に関して成層流風洞が大気と相似な構造を有することが検証された。大気拡散現象のシミュレーションを成層流風洞で実現するためには、プルームなど熱・物質輸送に対して支配的な役割を果たす大きな乱れに関しても「大気-風洞」間の相似性が確保されなければならない。

例えば、風速や壁面せん断力など水平方向に卓越する事象と鉛直事象が卓越するプルームとの相互干渉、地形や地上構造物が誘起する流れとプルームとの相互干渉、などによって形成される流れはいずれも大規模で秩序立った構造を有し、その特性は大気現象と力学的・幾何学的に相似でなければならない。すなわち、水平流れと鉛直流れの合成流に関して「風洞-大気」間の縮尺や模型の水平/鉛直スケール比を考慮し、風洞実験結果のスケールアップを行わなければならない。したがって、風洞内に発生するプルームの短時間平均事象を抽出し、平均流と秩序構造との大きさ関係を確認することが必要である。

流れの組織構造の観測手法としては、流れの可視化あるいは点計測データの条件抽出が一般に用いられる。IHWでは、スモークワイヤー法とレーザースリットを用いてプルームの可視計測に成功した²⁾。しかし、風洞が閉鎖型でトレーサーの長時間投入が不可能であるために、秩序構造の定量的評価にまでは至っていない。本研究では、Scholsらが現地観測データの解析に用いたVITA法^{7a)}を成層流風洞に適用し、乱流諸量の条件付き解析を行う。これよりプルームが熱・運動量輸送に果たす貢献度、プルームの短時間平均特性を明らかにし、風洞シミュレーションの相似則の確立に必要な知見を得ることを目的とする。

2. 実験方法

(1) 成層流風洞の概要¹⁾

Fig.1に示すようにIHWの成層流風洞は上下二段の構造を有する。上段は上下10層に分割された環流部(各

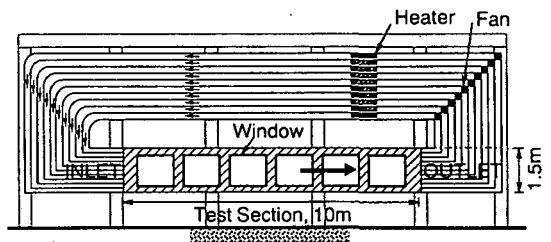


Fig.1 Schematic of stratified flow wind tunnel, IHW¹⁾.

層の高さ 0.15m), 下段は長さ 10m, 幅 1.5m, 高さ 1.5m の計測区間である。環流部各層には独立に駆動するファンとヒーターが、計測区間の底面にはヒーターを埋め込んだアルミニウム板が、それぞれ設置され、個々の出力はパーソナルコンピュータによって自動制御されている。所定の風速・温度分布、底面熱量をともなう CBL が計測区間に生成され、熱・運動量はそのまま環流部へ回収されるため、吹き流し型の成層流風洞に比べて電力が節約されるとともに、十分発達した CBL を短いフェッチで得ることができる。

Fig.2 は計測区間の概念図をあらわす。計測区間入り口において、①均一な温度分布を有する厚さ z_i の混合層、②温度差 ΔT をともなう逆転層、③一定の温度勾配 $(dT/dz)_s$ を有する自由大気層、からなる三層構造の温度分布が境界条件として与えられる。風速は逆転層での速度差が $\Delta u=0\text{m/sec}$ の一様分布が与えられる。

(2) 計測方法²⁾

風速は二成分レーザー Doppler 流速計により、温度は白金皮膜タングステン抵抗線式温度計(長さ 1.25mm, 径 2.5 μm)を用いて計測される。プローブはパーソナルコンピュータ制御のスキャニング装置により空間三方向にセットされる。計測断面は風洞入り口を原点 $x=0\text{m}$ として、 $x=0.68, 2.33, 3.98, 5.63, 7.28\text{m}$ の 5 断面(Windows)に設置され、風速・温度の鉛直分布が約 3 分間計測される。

先の検討により²⁾、第 2 計測断面(Window-2)より風下側で CBL が十分発達していることが確認されており、データ解析の対象は Windows-3,4,5 での計測値とする。LDV の data sampling rate は対流層内で 300~600Hz, 安定上層で 1,000Hz 程度であり、これを温度時系列とともにサンプリング周波数 100Hz のデータに再加工し処理する。

(3) 実験条件²⁾

安定な流れを得るために風洞の最大出力より小さい Table 1 の条件のもとで実験が行われた。環流部 10 層のうち下 3 層は常温に保たれ、上 7 層を所定の温度分布となるように加熱する。風洞入り口での対流混合層の厚さは $z_i=0.3\text{m}$ である。例えば、 $U_0=1\text{m/sec}$, $H_s=1,250\text{W/m}^2$, $z_i=0.3\text{m}$ の条件下では、Deardorff の対流速度スケール⁹⁾が $w_* \equiv (gQ_s z_i / T_v)^{1/3} = 0.15 \sim 0.2\text{m/sec}$, 摩擦速度が $u_* = 0.03 \sim 0.08\text{m/sec}$ の範囲となる。ここで、 Q_s : 底面での温度フラックス($\text{K} \cdot \text{m}/\text{sec}$), T_v : 規準絶対温度(K), g : 重力加速度, である。

実験は粗度要素を設置しない滑面底面の条件で行われた。本研究で主に解析対象とする実験ケースはデータ数と計測点数が最も多い $H_s=1,250\text{W/m}^2$, $U_0=1\text{m/sec}$, $\Delta T=30\text{K}$, $(dT/dz)_s=33\text{K/m}$, の場合である。

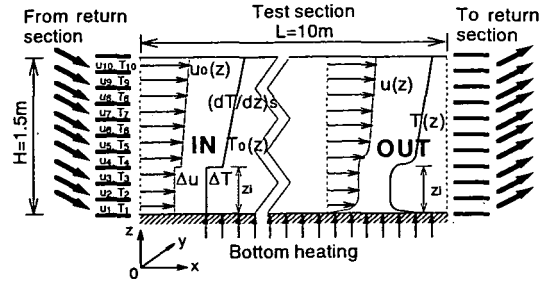


Fig.2 Illustration of test section in the wind tunnel²⁾.

Table 1 Experimental Conditions.

Power of bottom heater: H_s	0, 600, 800, 1000, 1250W/m ²
Wind velocity: U_0 [uniform]	1m/sec
Temperature jump: ΔT	0, 30, 50, 70, 90K
Temperature gradient in FA: $(dT/dz)_s$	0, 33, 67K/m

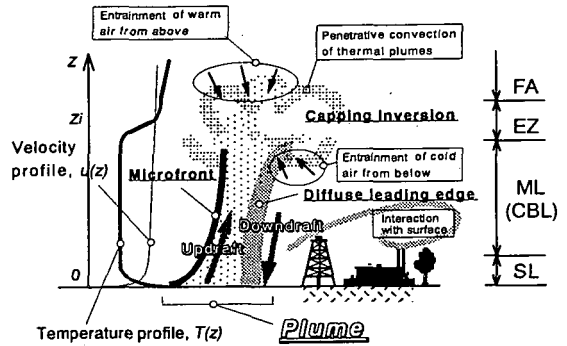


Fig.3 Sketch of convective boundary layer.

3. 対流境界層における乱流現象

(1) 対流境界層の概要

対流境界層(CBL)が発達した大気層の概念図を Fig.3 に示す。同図中の略記号は Stull¹⁰⁾と同様に以下のように定義される。

SL (Surface Layer): 表層 [地面から約 $0.05 \sim 0.1z_i$ の範囲にあり大きな速度・温度勾配をともなう]
ML or CBL (Mixed Layer or Convective Boundary Layer): 混合層あるいは対流境界層 [$0.35 \sim 0.8z_i$ の厚さを有し、乱流拡散が卓越してほぼ一様な温度・速度分布をともなう]

EZ (Entrainment Zone): 連行領域 [$0.1 \sim 0.6z_i$ の厚さで、連行が卓越する温度急変層、乱流熱フラックスが $\overline{w'T} < 0$ となる領域と定義する]

FA (Free Atmosphere): 自由大気層 [連行層の上方に位置し乱れが小さく温度・速度変化はゆるやか]

Fig.3 のように、表層(SL)では、加熱した地表面からの熱浮力によって発生するプルームが多く発生している。プルームの風上側境界面(microfront)は明瞭であり、

風下側の境界(diffuse leading edge)は拡散によってぼやけていると考えられている。混合層(ML)内では乱流拡散のためにプルーム構造は不明確になっている。連行領域(EZ)では、プルームの自由大気層(FA)への貫入(penetrative convection)やFAからMLへの連行が活発である。プルームと地表構造物の間には相互干渉が生じ地形起因の流れが発生する。

(2) 風洞におけるCBLの流況²⁾

Fig.4は、可視化された風洞内の流れの様子をあらわす。Fig.4(a)の底面加熱のない成層流においては、ほとんどの乱れが小さなスケールの壁面乱流である。これに対し、Fig.4(b)の熱対流をともなうCBLでは、混合層厚さ程度の大きなプルーム構造が顕著であり、連行によって混合層が風下方向に発達している。

(3) 風洞実験の相似性に関する必要条件

Fig.5に示すようなCBLの乱流拡散過程を考える時、まず、以下の諸量について模型実験の相似性を考えなければならない。

- ・対流輸送に関する水平-鉛直方向スケールの比:

$$r_U = U/w.$$

- ・模型とCBLのスケール比: $r_S = L_z/z_1$
- ・模型の水平-鉛直方向スケールの比: $r_{xz} = L_x/L_z$
- ・連行量に関するパラメーター:

$$R_{th} = \frac{\Delta T g z_1}{T_v w^2}, \quad R_{Nv} = \frac{(dT/dz)_s g z_1}{T_v w^2}$$

本風洞は、上記のような長時間平均構造に関するパラメーターについて、実大気との相似性が確保できるように設計されている²⁾。

CBLでは、プルームなど秩序構造が乱流輸送に対して支配的になるため、さらに次のようなプルーム特性に関する相似性も検証する必要がある。

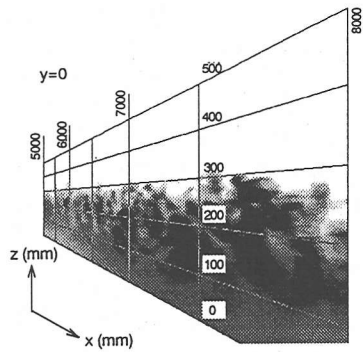
- ・秩序構造の形状比: $r_1 = l_x/l_z (=r_{xz} = L_x/L_z)$
- ・秩序構造のスケール比: $r_2 = l_z/z_1$
- ・対流諸量で規準化された秩序構造の特性諸量:

$$\{u_c/w, \theta_c/w, u_c u_c/w^2, u_c \theta_c/(w.T), \dots\}$$

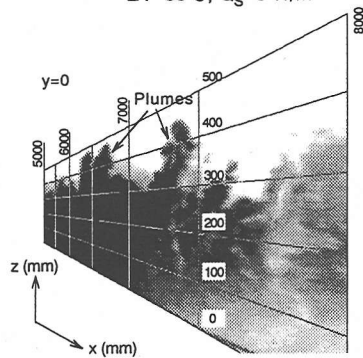
ここで、 $T_c = Q_s/w$ は、対流層の温度スケールである。

本論では、プルームにともなう温度・速度変動を条件抽出し、上記諸量に関する実現象との相似性を確認することを目標としている。

しかし、現地での観測条件は、実験室や数値モデルほど制御されておらず、流れの条件抽出を意図した現地観測事例も多くはない。現地データに対して、風洞実験と同程度の詳細さで解析することは困難であるが、現地観測や他の計測例との比較を可能な範囲で試み、風洞で再現されたプルーム構造との相似性を検討する。また、CBLのプルーム特性に関する現地情報は、今後益々蓄積されると予想されるので、比較情報として風洞で再現されるプルームの実験的知見を整備する。なお、本実験では、流下方向多点での計測を行っていないので、水平スケールを含むプルーム構造は議論さ



(a) Stratified flow without bottom heating
 $\Delta T = 30^\circ\text{C}$, $Q_s = 0 \text{ W/m}^2$



(b) Convective boundary layer
 $\Delta T = 30^\circ\text{C}$, $Q_s = 1,250 \text{ W/m}^2$

Fig.4 Visualized flow fields in the wind tunnel²⁾.

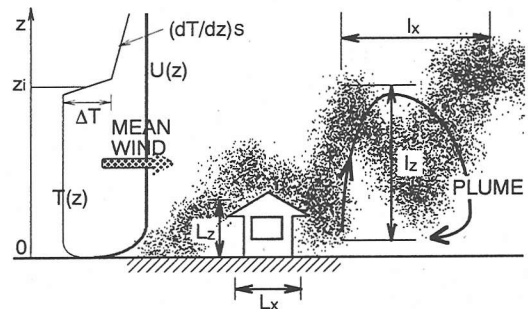


Fig.5 Schematic of turbulent diffusion process in a CBL.

れない。

(4) 乱流諸量の時系列

Fig.6に乱流量の時系列を例示する。この実験条件において、逆転層の高さ(乱流熱フラックスが負の極大値をとる高さとして定義される)は $x = 3.98\text{m}$, 5.63m , 7.38m (各々、Windows-3, 4, 5に対応)の位置において、各々 $z_1 = 0.3\text{m}$, 0.325m , 0.375m であった。Fig.6(a)は表層に相当する底面から $z = 0.025\text{m}$ の高さ、Fig.6(b)は連行

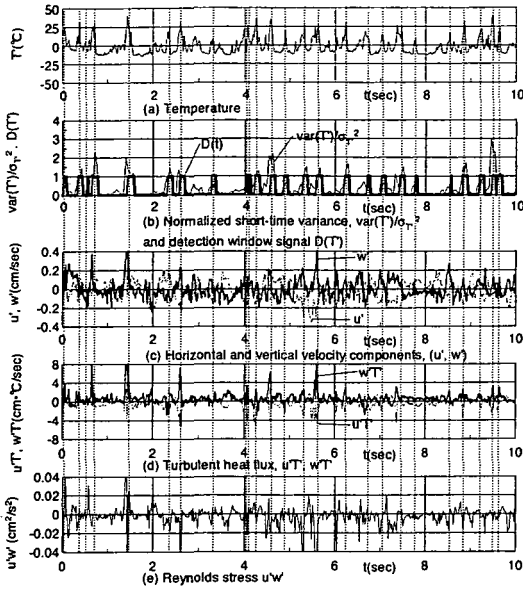


Fig.6(a) Time series of turbulent properties.
 (x=5.63m, z=0.025m, ΔT=30K, U₀=1m/sec,
 (dT/dz)_s=33K/m, H_s=1250W/m²)

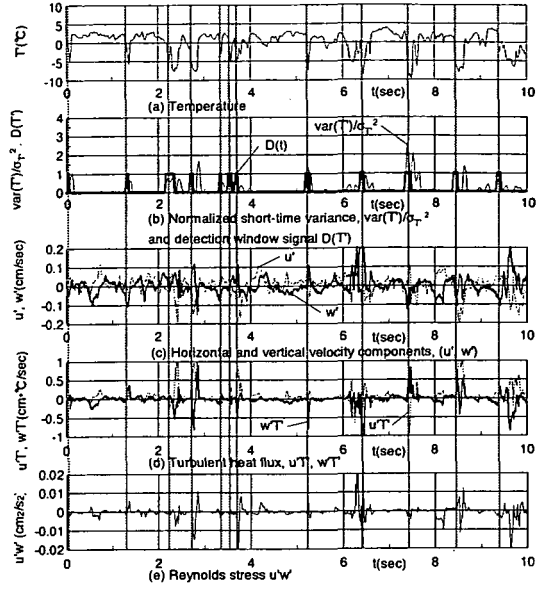


Fig.6(b) Time series of turbulent properties.
 (x=5.63m, z=0.35m, ΔT=30K, U₀=1m/sec
 (dT/dz)_s=33K/m, Q_s=1250W/m²)

領域に相当する z=0.35m, の高さ, での時系列である。z=0.025m では鋭い正の温度変動が, z=0.35m では負の温度変動が, いずれも間歇的に見られる。前者はブルームの発生・上昇運動, 後者は混合層内における低温流体の上方への連行, と推定される。表面付近においても連行領域においても, これらの間歇的な運動が見られる時に, 大きな熱・運動量輸送 u'T', w'T', u'w' が発生している (図中, 縦の点線群)。この時, u' と w' の符号は逆の場合が多く, その結果, 熱輸送の水平・鉛直両成分 u'T', w'T' は異符号の組み合わせが多い。

4. データ解析法

(1) VITA(Variable Interval Time Averaging)

大きな乱れを抽出するために壁面乱流などに用いられた VITA 法¹⁹⁾を適用する。これは, 平均的な乱流強度に比べて顕著な変動のみを抽出するためのパターン認識法の一つである。

秩序構造の時間スケールを t_a とすれば, ある物理量 φ^{*} に関して t_a の範囲で移動平均した分散 var(φ^{*}) と長時間平均分散 σ_{φ^{*}}² との比は次式で定義される。

$$V_{\phi^*}(t) = \frac{\text{var}(\phi^*)}{\sigma_{\phi^*}^2} = \frac{1}{\sigma_{\phi^*}^2} \left\{ \frac{1}{t_a} \int_{t-\frac{t_a}{2}}^{t+\frac{t_a}{2}} \phi^2 ds - \left(\frac{1}{t_a} \int_{t-\frac{t_a}{2}}^{t+\frac{t_a}{2}} \phi ds \right)^2 \right\} \quad (1)$$

式(1)の時間積分はローパスフィルターであり, t_a より大きな時間スケールのゆっくりした変動成分を抽出することになる。平均乱れに比べて顕著な変動とは,

var(φ)/σ_φ² がある閾値 k を越える事象を意味する。すなわち

$$V_{\phi}(t) > k \quad (2)$$

の時, 大規模な事象が生じていると判定される。ここで抽出対象として, 乱流輸送に支配的な役割を果たすブルームを考える。CBLの一般的な特徴に基づいて①表層から混合層にかけては, microfront (ブルームの風上側境界) が diffuse leading edge (ブルームの風下側境界) より大きな温度差を有し, microfront の通過にともなう急激な温度降下はブルームを捉える目印になりやすい, ②連行領域では, 対流層から自由大気層へのブルームの貫入, すなわち penetrative convection が活発であり, 貫入時の急激な温度降下がブルーム運動を反映している—と考える。そこで, 検出信号 φ^{*} として温度 T^{*} を用い, 温度降下時に対する次の検出規準を設ける。

$$d\phi^*/dt < 0 \quad (3)$$

Window 関数は次のように定義される。

D(t)=1, [式(2), (3)をともに満足した時]

D(t)=0, [式(2), (3)のいずれかを満足しない時]

Fig.6には, V_T(t) と D(t)の時系列を併記している。表層では正の鋭い温度変動の発生時に, また, 連行領域では顕著な負の温度変動が観測された場合に, D(t)=1 となり事象が抽出されることが多い。

(2) 抽出規準のパラメータ : k, t_a

VITA 法には二つのパラメータ k, t_a が含まれ, 以下のように決定される。

まず、条件抽出された時間を中心にその前後の時系列を切り取り、それらのアンサンブル平均時系列（以後、これを VITA 時系列と称する）を求める。任意の物理量の VITA 時系列 $F(t)$ は、式(2)の条件により抽出された $k\sigma_p^2$ 以上の分散 $\text{var}(\phi)$ を持つ変動群の平均である。よって、 $F(t)$ を $k^{1/2}\sigma_p$ で割れば信号の振幅が規格化され、異なる閾値 k のもとで得られた VITA 時系列どうしを相互に比較できる。このように規格化された温度の VITA 時系列 $T'(t)/k^{1/2}\sigma_T$ を Fig.7, 8 に例示する。

Fig.7 は表層 $z=0.025\text{m}$ を、Fig.8 は連行領域 $z=0.35\text{m}$ を各々あらわし、各図の(a)と(b)は各々 k と t_a の VITA 時系列への影響を示す。表層・連行領域ともに閾値 k が変化しても規格化された VITA 時系列は相似な形状を呈する(Fig.7(a), 8(a))。これに対し、移動平均時間スケール t_a が増加すると表層における正の鋭いピークと連行層の負の鋭いピークはともに鈍り、その他の変動成分が混在するようになる(Fig.7(b), 8(b))。逆に、 t_a が小さいほど、より鋭敏な温度変動が抽出される。

抽出結果が k に大きく依存しないことが VITA 法の利点であり、閾値 k をある程度諮略的に決定することができる。しかし、 k を大きくとり検出規準を厳しくすると抽出個数が減り統計処理をする上で得策ではない。ここでは、Fig.7(a), 8(a)の結果に基づき $k=0.4$ を採用する。

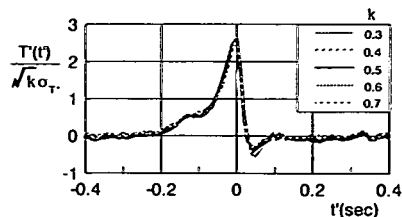
一方、 t_a の決定には k の場合より注意を要する。 t_a が小さすぎると移動平均過程で大きな乱れが消去され抽出事象は減少する。逆に、大きすぎると前述のように抽出したい事象以外の変動成分があらわれる。可視化計測より、典型的なブルームの幅が $o(10\text{cm})$ と観測され、平均風速が 1m/sec の場合にはブルームの定点通過時間が $o(0.1\text{sec})$ と推定される。よって、この程度の時間スケールでローパスフィルターを施せば、かなり高い割合でブルームを検出することができる。一方、Fig.7(b), 8(b)を見ると、 $t_a \geq 0.2\text{sec}$ の場合の検出信号は、 $t_a=0.1\text{sec}$ の場合に比べ鈍った波形であり、検出しようとするブルームの microfront 部以外の温度変化部をかなり拾い上げているようである。以上のことを勘案し、ここでは $t_a=0.1\text{sec}$ を採用する。

(3) 抽出個数: N_{ev}

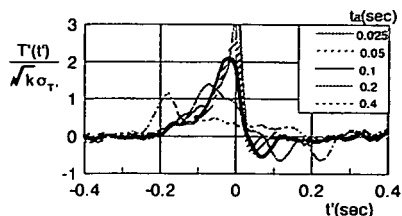
Window-4 における抽出個数 N_{ev} の鉛直分布を Fig.9 に示す。底面からの高さ z は逆転層高さ z_1 により無次元化されている。

表層ではブルームが活発に生成されるために多くの事象が抽出されている。 $z/z_1=0\sim 0.6$ の混合層内では上方ほど抽出個数が減少する。これは、融合・合体によってブルームの数が減少するとともに乱流拡散によって組織構造が不明瞭になるためであろう。逆転層の上方では成層効果によって乱れが抑制され、顕著な乱流事象の数 N_{ev} が減少している。

自由大気層では、乱流事象がほとんどないにも関わらず、 N_{ev} が増加している。これは式(1)左辺分母の乱れ

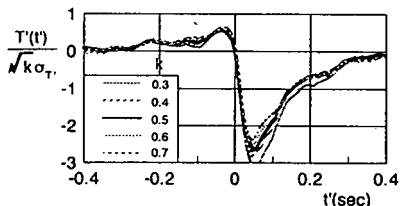


(a) Dependency of conditionally averaged time series of T' on the threshold, k ($t_a=0.1\text{sec}$)

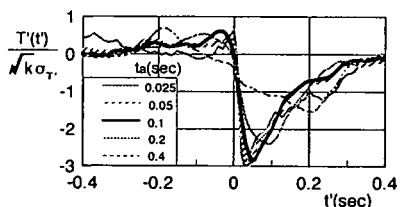


(b) Dependency of conditionally averaged time series of T' on the short averaging time, t_a ($k=0.4$)

Fig.7 Normalized VITA time series of temperature $T'(t)/k^{1/2}\sigma_T$ for different sets of k and t_a (surface layer, $z=0.025\text{m}$).



(a) Dependency of conditionally averaged time series of T' on the threshold, k ($t_a=0.1\text{sec}$)



(b) Dependency of conditionally averaged time series of T' on the short averaging time, t_a ($k=0.4$)

Fig.8 Normalized VITA time series of temperature $T'(t)/k^{1/2}\sigma_T$ for different sets of k and t_a (entrainment zone, $z=0.35\text{m}$).

の分散 σ_p^2 が非常に小さくなり、誤った抽出がなされるためである。非乱流域である自由大気層に乱流の条件抽出を適用した場合には、このように事象が存在しなくとも形式上「何か」を抽出する。しかし、誤抽出された事象が何個あろうとも、抽出された事象と抽出から漏れた事象は同じ流れの特性量をも有するので（例えば乱流強度はともに0）、事象・非事象ともに同じ平均値をとる。結果的に、条件付き平均された乱流特性量を議論する際には、非乱流域における抽出の正誤は、問題にはならない。

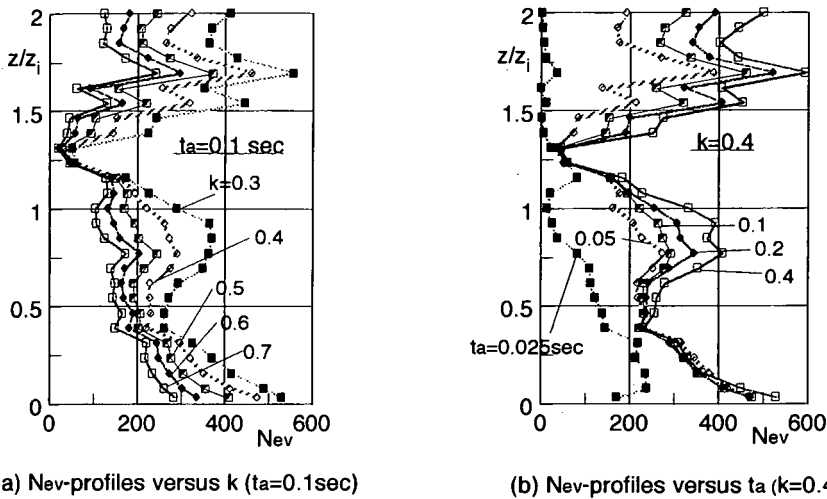


Fig.9 Vertical profiles of conditionally sampled event numbers N_w for different values of parameters (k, t_a).

Fig.9(a)において、 k の増加とともに全体の抽出個数は減少するがその分布性状は大きくは変化しない。すなわち、Fig.7(a), 8(a)の結果と同様、抽出される事象の性質は k にあまり依存しない。すなわち、異なる k に対して抽出された事象は互いに類似の性質を持つと推察される。一方、Fig.9(b)においては、 $t_a=0.025\text{sec}$ の場合を除くほとんどの t_a に対して N_w の分布は相似である。特に、 $0.7 < z/z_1 < 1.1$ の連行領域以外では、いずれの t_a の場合も抽出される事象の個数が同程度であり、 $t_a > 0.05\text{sec}$ 以上であれば如何なる t_a を採用しても大差がないように見える。しかし、Fig.7, 8 において議論したように、 t_a が 0.2sec より大きくなるほど、条件平均化された温度時系列の低減部が鈍るとともに、事象検出時刻 ($t'=0\text{sec}$) 以外の時刻にも温度の減少・増加など、変動が多く見られるようになる。ここでは、microfront の通過や連行層へのブルーム貫入にともなう温度の急減部をできるだけ多く抽出することをねらっているため、検出時に鋭い温度低減を捉えるように t_a を設定する必要がある。

以上のことから判断して、前述のパラメータの値、 $k=0.4, t_a=0.1\text{sec}$ は N_w の鉛直分布特性からも妥当な範囲にあると考えられる。

(4) 乱流諸量の VITA 時系列

乱流諸量の VITA 時系列を表層 ($z=0.025\text{m}$)、混合層中央 ($z=0.15\text{m}$)、連行領域 ($z=0.35\text{m}$) に対して、各々 Fig.10, 11, 12 に示す。

a) 表層 ($z=0.025\text{m}$) の VITA 時系列 (Fig.10)

抽出時刻 $t'=0$ を境に、前半時刻 $t' < 0$ における正の温度ピークは後半時刻 $t' > 0$ における負の温度ピークに比べてその絶対値が大きく時間変化も急である (Fig.10(a))。 $t'=0$ がブルームの microfront 通過時刻に相当すると考えると、温度プローブは $t' < 0$ においてブル

ーム内に、 $t' > 0$ においてブルーム外にある。ブルーム内では低速 ($u' < 0$) の上昇流 ($w' > 0$) が、ブルーム外では微弱な高速 ($u' > 0$) の下降流 ($w' < 0$) が、それぞれ卓越している (Fig.10(b))。乱流強度 ($u'u', w'w'$)、レイノルズ応力 $u'w'$ 、温度変動強度 $T'T'$ はいずれもブルーム外よりブルーム内の方が大きい (Fig.10(c), (d), (f))。全時間を通して熱輸送は上向き ($w'T' > 0$) であり、ブルーム内で特に大きい (Fig.10(e))。

以上を要約すると：ブルーム内では乱れが大きく速い高温上昇流 (warm updraft) が卓越し、ブルーム外部では、乱れが小さい微弱な低温下降流 (cold downdraft) が支配的である。

b) 混合層中央 ($z=0.15\text{m}$) の VITA 時系列 (Fig.11)

表層に似た温度変動を呈する (Fig.11(a))。 $t' < 0$ で高温上昇流は明確に現れているが、表層で見られたような低温下降流は $t' > 0$ においてあらわれていない (Fig.11(b))。高温上昇流が生じている際に風速・温度の変動や熱輸送量が卓越する点は表層と同様の特徴である (Fig.11(c), (d), (e), (f))。

c) 連行領域 ($z=0.35\text{m}$) の VITA 時系列 (Fig.12)

$t' < 0$ におけるなだらかな高温のピークに続き、 $t' > 0$ では鋭い低温のピークがあらわれる (Fig.12(a))。高温のピークは下降流を、低温のピークは上昇流をともなう (Fig.12(b))。低温上昇流はいずれの乱れ成分 ($u'u', w'w', u'w', T'T'$) も大きいものに対し、高温下降流は乱れが小さい (Fig.12(c), (d), (f))。乱れの大きな低温流体は混合層から連行領域へ貫入する penetrative convection であり、乱れの小さい高温下降流は自由大気層中の非乱流塊の連行加入である、と各々推察される。いずれの運動も負の熱フラックス、 $w'T' < 0$ 、すなわち連行フラックスを生成し、ほぼ全時間にわたって $w'T'$ は負の値をとる (Fig.12(e))。

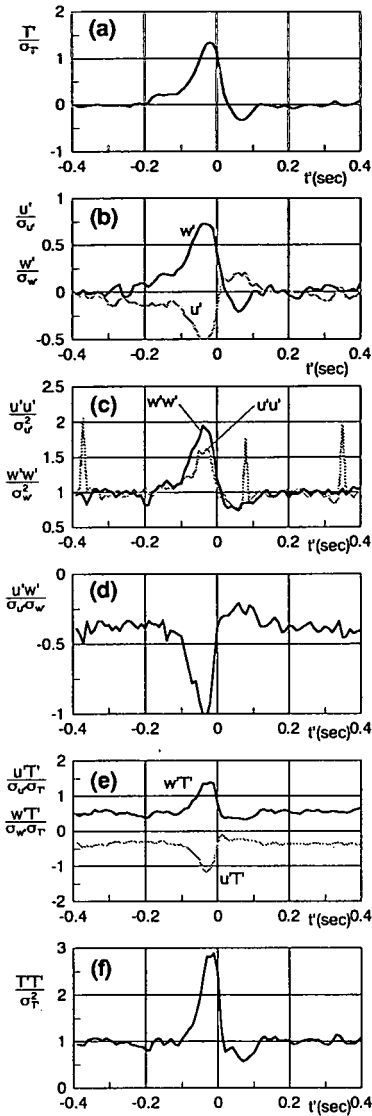


Fig.10 VITA time series of turbulent properties in the surface layer, $z=0.025\text{m}$.

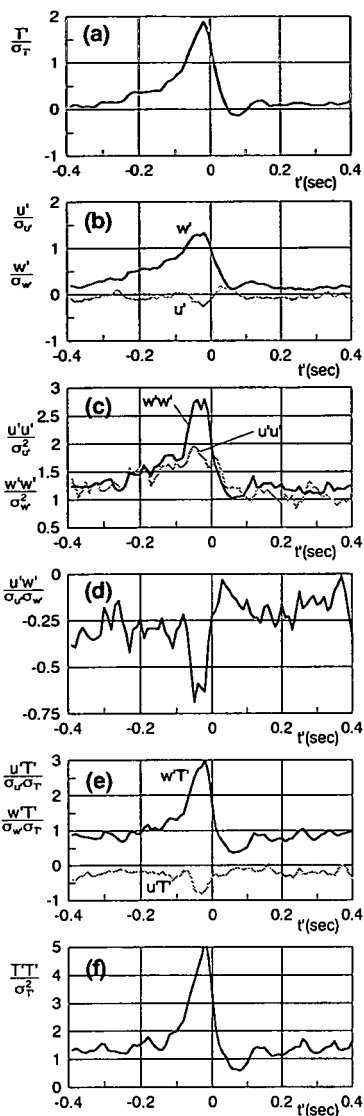


Fig.11 VITA time series of turbulent properties in the middle of the mixed layer, $z=0.15\text{m}$.

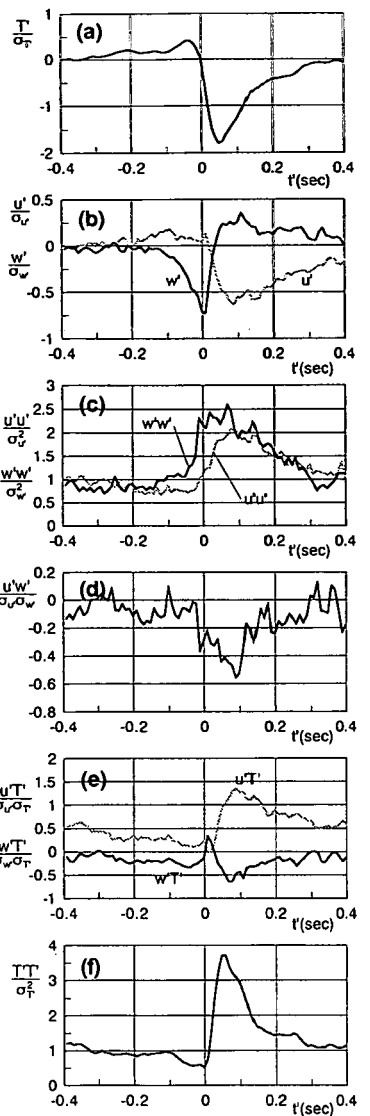


Fig.12 VITA time series of turbulent properties in the entrainment zone, $z=0.35\text{m}$.

5. 乱流諸量の統計特性

(1) w' , T' の結合確率分布と乱流構造

ブルームの構造に着目して w' と T' の確率分布を考察する。Fig.13, 14, 15 は $z=0.025\text{m}$ の表層, $z=0.15\text{m}$ の混合層中央, $z=0.35\text{m}$ の連行領域における w' と T' の確率密度分布 (p.d.f.), ならびに両者の結合確率密度分布 (j-p.d.f.) である。図中, (w', T') は全事象を, (w'_c, T'_c) は条件抽出事象をあらわす。これらは, 対流速度スケール w_* と対流温度スケール $T_* (=Q_0/w_*)$ によって無次元化されている。

比較のために, Caughey²⁰⁾らの現地観測によって得ら

れた各高さでの w' の p.d.f. を Fig.16 に, Deardorff と Willis¹⁰⁾の水槽実験より得られた w' と T' の j-p.d.f. を Fig.17 に示す。

a) 表層 ($z=0.025\text{m}$, $z/z_i=0.077$, Fig.13)

全事象 (j-p.d.f. では濃淡, w' , T' の p.d.f. では細線群) を見ると $w' < 0$, $T' < 0$ の低温下降流が高い確率で存在するが, w' , T' の絶対値はともに小さい。 $w' > 0$, $T' > 0$ の高温上昇流の発生確率は低い, 低温下降流より大きな w' , T' を有する。Deardorff と Willis¹⁰⁾の水槽実験において, 表層近傍 ($z/z_i=0.21$) での (w', T') の j-p.d.f. は Fig.17(a) のように得られている。(なお, 本実験では, Fig.17(a) の観測高さに近い $z/z_i=0.23$ でも j-p.d.f. が得られていて

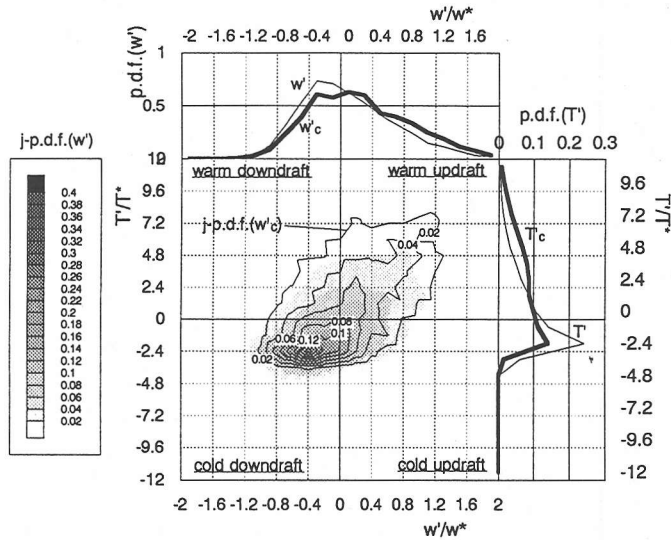


Fig.13 Probability density functions for (w' , T') and their joint probability density functions (surface layer, $z=0.025\text{m}$, $z/z_i=0.077$).

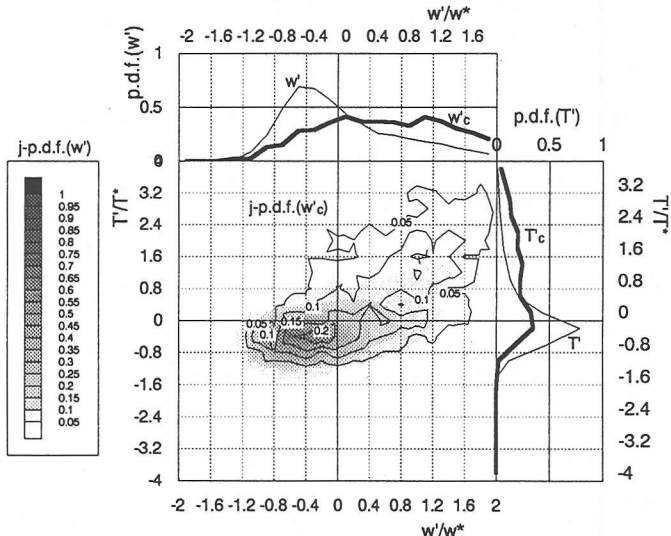


Fig.14 Probability density functions for (w' , T') and their joint probability density functions (mixed layer, $z=0.15\text{m}$, $z/z_i=0.46$).

るが、ほぼ同様の確率分布性状であり、ここでは紙面の都合上、Fig.13 との比較にとどめる。) 二つの実験には水平流の有無の違いがあるにも関わらず、概ね類似の結合確率分布を呈している。しかし、 U/w_* のより大きな実験条件のもとでは、水平流によってブルームが変形し両者に違いがあらわれるかもしれない。

条件付き事象 (j-p.d.f. では細線群、 w' , T' の p.d.f. では太線) を見ると、全事象に比べ、高温上昇流($w'>0$, $T'>0$) がより多く、低温下降流($w'<0$, $T'<0$) がより少なく発生している。すなわち、ブルームによって速い高温上昇流が駆動され、多くのゆっくりした低温下降流はブルーム外の小さな背景乱流によりもたらされている。

b) 混合層中央($z=0.15\text{m}$, $z/z_i=0.46$, Fig.14)

表層近傍と同様の確率分布をなしているが、低温下降流に占める秩序構造の割合が少なくなり、より多くの高温上昇流が秩序構造、すなわちブルームによって駆動される。一方、表層付近よりも強い上昇流が多くなり、ブルームの上昇過程において浮力による加速効果が作用していると考えられる。

w' の全事象の p.d.f.の分布は、Fig.16 の Caughey²⁰⁾らの観測値と同様、 w' の負の側にひずんでおり、弱い下降流が高い確率で、強い上昇流が低い確率で、各々存在することが確認される。

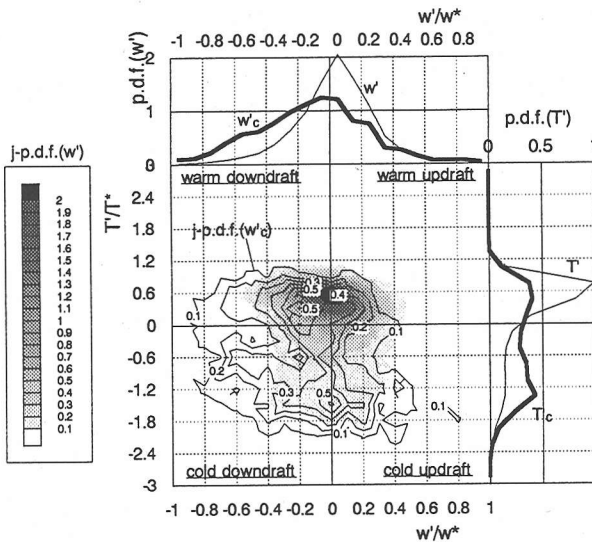


Fig.15 Probability density functions for (w', T') and their joint probability density functions (entrainment zone, $z/z_1=1.08$).

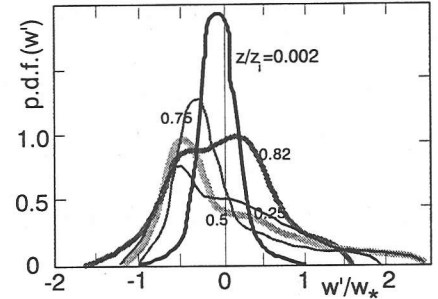


Fig.16 Probability density functions of w' from field data collected by Caughey²⁰ (after Stull(1988)¹⁸).

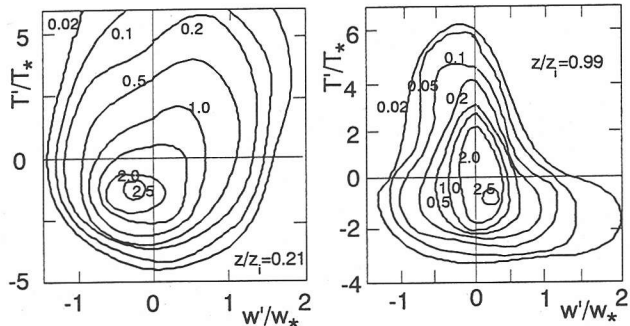


Fig.17 Joint probability density function between (w', T') from a water tank experiment of Deardorf and Willis¹⁰ (after Stull(1988)¹⁸).

c) 連行領域($z=0.35m, z/z_1=1.08$, Fig.15)

w' のp.d.f.を見ると、全事象では上昇流と下降流が同じ程度の確率で存在しており、Fig.16の大気観測値においても同じ傾向が見られる。しかし、秩序構造に限定すれば下降流がより多く、しかも下降流速は大きい。 T' のp.d.f.において、全事象では小さい温度偏差をとまなう高温流体が多く存在するが、秩序構造の大部分は大きな温度偏差を有する低温流体から成っている。j-p.d.f.より、秩序構造の大部分は低温上昇流と低温下降流から成ることがわかる。前者はpenetrative convection、後者は躍層界面の浮力効果による貫入流体の下方への復元運動、に各々対応していると思われる。なお、全事象のj-p.d.f.に関しては、Fig.17(b)の水槽実験より高温側にピークが見られ、分布範囲が狭い。平均流のない水槽実験との差異に起因するのかわからない不明であり、平均流をとまなう大気観測値との比較も含めて考察する必要がある。

(2) 秩序構造の継続時間と乱流諸量

Fig.18, 19は混合層中央部($z=0.15m$)と連行領域($z=0.35m$)で抽出された秩序構造の継続時間 t_d と (w', T') との相関関係をあらわす。図中の曲線はデータ数の等値線である。混合層内では継続時間 t_d の長い事象ほどより高温である場合が多く、大きなブルームほど時間の長い高温上昇流をもたらしている。継続時間 t_d と w' の間にはやや正の相関が認められる。連行領域では上昇・下降流はともに同程度の t_d を持つ。高温事象はほとんど検出されず、低温事象に関しても温度や速度と継続時間との相関は明確ではない。

6. 条件付き平均に基づく熱・物質輸送の特性

条件抽出された乱流量の鉛直分布特性を検討する。以下では、特にことわらない限り、Windows-3,4,5の3つの断面での解析結果をまとめて表示する。ある高さ z

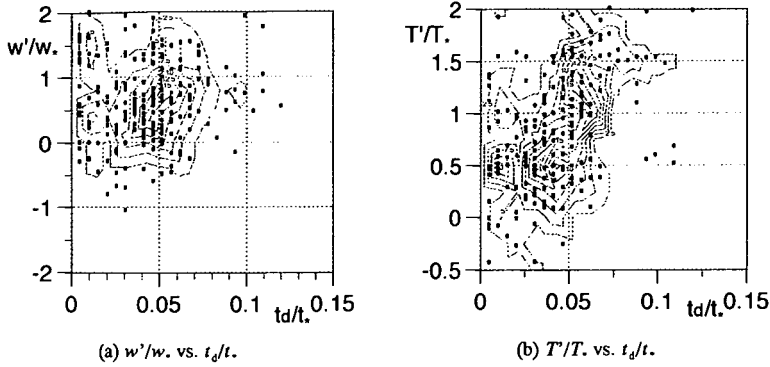


Fig.18 Correlation between the vertical wind velocity w'/w , and the duration of organized motions, t_d/t , and that between the temperature variation T'/T , and t_d/t , (mixed layer, $z=0.15m$).

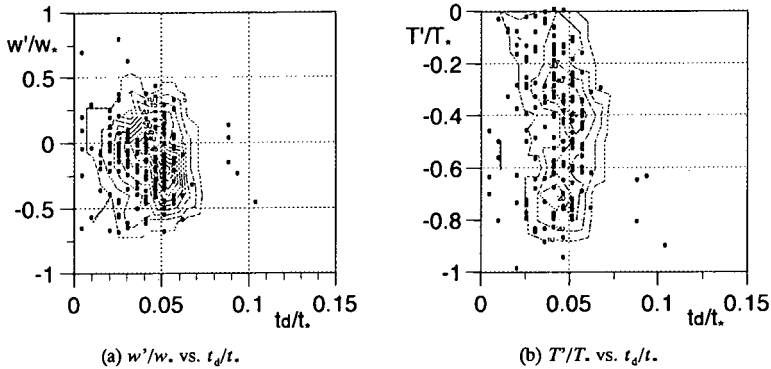


Fig.19 Correlation between the vertical wind velocity w'/w , and the duration of organized motions, t_d/t , and that between the temperature variation T'/T , and t_d/t , (entrainment zone, $z=0.35m$).

で計測された物理量の時系列 $G(z, t)$ に関して、各種の条件付き平均量を次のように定義する。

① $G_m(z)$: 長時間平均(long time scale average or conventional average)

$$G_m(z) = \frac{1}{T} \int_0^T G(z, t) dt \quad (4)$$

ここで、 T は全計測時間。

② $G_c(z)$: 抽出された事象の平均(conditional average of organized motions)

$$G_c(z) = \frac{1}{T_c} \int_0^T D(t) \cdot G(z, t) dt \quad (5)$$

ここで、 $T_c = \int_0^T D(t) dt$: 秩序構造の継続時間の合計、

$D(t)$ は前出の Window 関数。

③ $G_b(z)$: 抽出からもれた事象の平均 (背景乱流の平均: conditional average of background turbulence)

$$G_b(z) = \frac{1}{(T - T_c)} \int_0^T \{1 - D(t)\} \cdot G(z, t) dt \quad (6)$$

④ $G_{up}(z)$: 上向きの流れ($w' > 0$)を有する抽出事象の平均(conditional average of organized upward motions)

$$G_{up}(z) = \frac{1}{T_{up}} \int_0^T E(t) \cdot D(t) \cdot G(z, t) dt \quad (7)$$

ここで、 $E(t) = \begin{cases} 1 & \text{if } w'(z, t) > 0 \\ 0 & \text{if } w'(z, t) < 0 \end{cases}$, $T_{up} = \int_0^T E(t) \cdot D(t) dt$: 秩序構造の上向き流れの継続時間の合計。

⑤ $G_{dw}(z)$: 下向きの流れ($w' < 0$)を有する抽出事象の平均(conditional average of organized downward motions)

$$G_{dw}(z) = \frac{1}{(T_c - T_{up})} \int_0^T \{1 - E(t)\} \cdot D(t) \cdot G(z, t) dt \quad (8)$$

(1) 平均風速(Fig.20)

Fig.20 に示す x 方向の平均風速分布では(U_m, U_c, U_{bt})の三者に大きな違いは見られない。 $0 < z/z_i < 0.1$ の範囲で大きなせん断層が壁面領域に形成され、これより上層ではほぼ一様の風速分布を持つ。 $z/z_i = 1$ の逆転層において弱い自由せん断層が観察される。

(2) 平均温度分布(Fig.21)

Window-4 における平均温度分布のみを示す。①大きな負の(dT/dz)を持つ表層、②一様温度に近い混合層、③ $z/z_i = 1$ 付近に大きな正の(dT/dz)をともなう連行領域、④一定の温度勾配のもとで安定成層化している自由大気層、からなる典型的な CBL が形成されている。

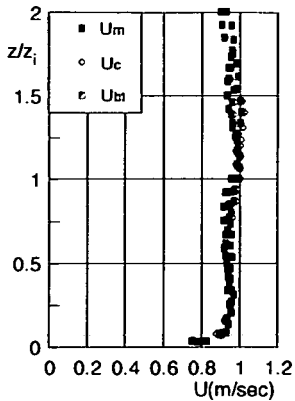


Fig.20 Mean wind velocity. U_m : conventional average, U_c : conditional average, U_{bt} : background turbulence.

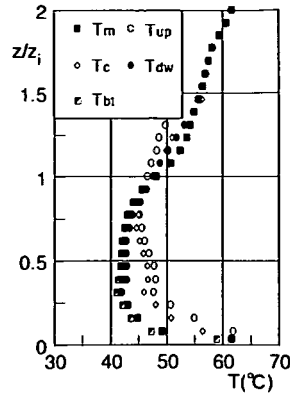


Fig.21 Mean temperature. T_m : conventional average, T_c : conditional average, T_{bt} : background turbulence.

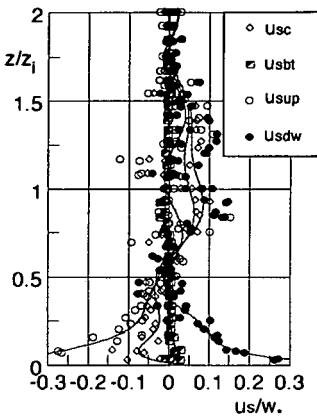


Fig.22 Conditionally averaged profiles of horizontal wind velocity deviation, $u_s/w..$

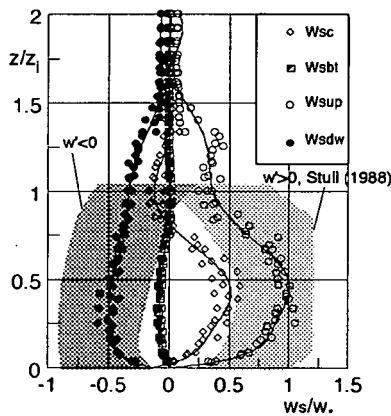


Fig.23 Conditionally averaged profiles of vertical wind velocity deviation, $w_s/w..$

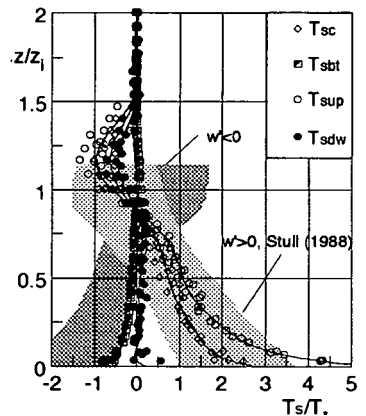


Fig.24 Conditionally averaged profiles of temperature deviation, $T_s/T..$

秩序構造の平均温度 T_c およびその上昇流成分の平均温度 T_{up} は、表層から混合層内において高温であり、連行領域においては相対的に低温である。背景乱流と秩序構造の下降流成分 T_{bt} 、 T_{dw} は長時間平均温度 T_m とほぼ同程度である。

(3) 風速偏差 (Fig.22, 23)

平均風速からの偏差 (u_s , w_s) に関して、各種条件付き平均分布を各々 Fig.22, 23 に示す。Fig.23 の影を塗った領域は、Stull によって整理された Young, Greenhut と Khalsa らの大気観測データの分布範囲である¹⁸⁾。ここでは、 w' の正負により条件抽出し、各々の事象の平均分布を求めている。

抽出事象の水平風速 u_{sc} は表層で低速、連行領域で高速であるのに対し、背景乱流の風速 u_{sbt} はほぼ 0 である。また、表層においても連行領域においても、上昇時には水平風速が低速 ($u_{sup} < 0$) であり、下降時にはやや高速

($u_{sdw} > 0$) になっている。これは、壁面および連行領域において正のレイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ を生む原因となっている。混合層中央部では、上昇時・下降時ともに $u_{sup} \approx u_{sdw} \approx 0$ である。

抽出事象の鉛直風速偏差 w_{sc} は $0 < z/z_i < 0.8$ の表層から混合層全域において正で、 $0.8 < z/z_i < 1.2$ の連行領域では負である。すなわち、プルームの運動は混合層内で上昇流、連行領域で下降流が主体になっている。背景乱流の鉛直風速 w_{sbt} は混合層内で弱い下降流をもたらしている。また、抽出事象に限定すれば、全層にわたり、上昇時には下降時よりも強い流れが形成される ($|w_{sup}| > |w_{sdw}|$)。同様の傾向は影で示した大気観測値にも見られる。本解析値は大気データのばらつき範囲内にあるが、両者の合致度を正確に判断はできない。実験室と類似の大気条件で得られた現地観測値に対し、同様の条件付き解析を適用すれば、より明確な比較ができるであろう。

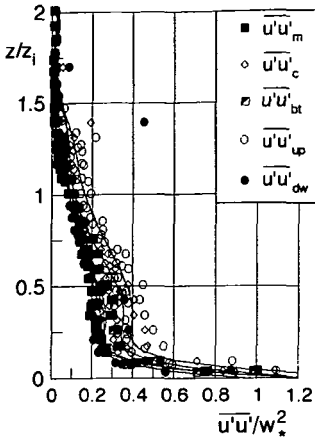


Fig.25 Conditionally averaged variance of horizontal wind velocity, $\overline{u'u'}/w_*^2$.

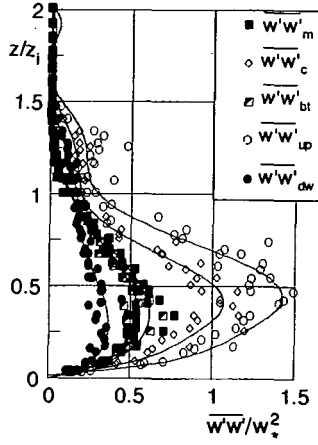


Fig.26 Conditionally averaged variance of vertical wind velocity, $\overline{w'w'}/w_*^2$.

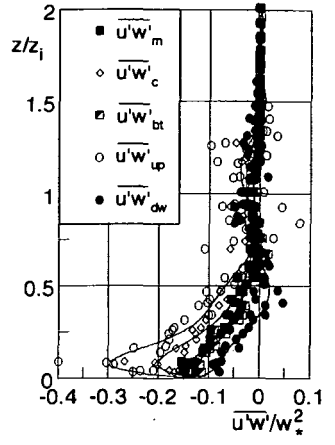


Fig.27 Conditionally averaged profile of Reynolds shear stress, $\overline{u'w'}/w_*^2$.

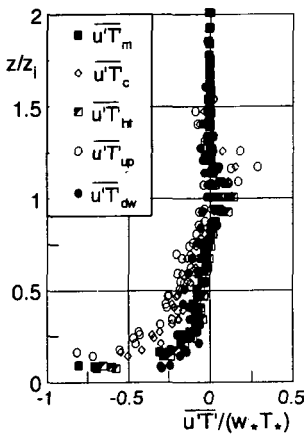


Fig.28 Conditionally averaged horizontal components of turbulent heat flux, $\overline{u'T'}/(w_*T_*)$.

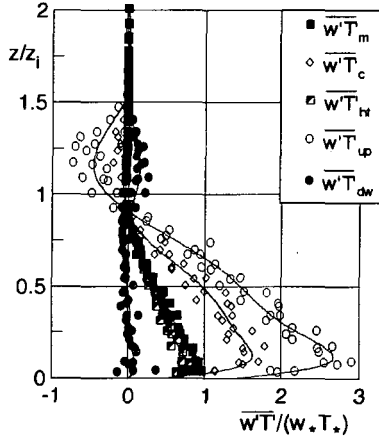


Fig.29 Conditionally averaged vertical component of turbulent heat flux, $\overline{w'T'}/(w_*T_*)$.

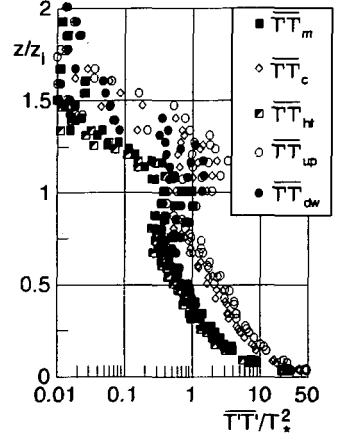


Fig.30 Conditionally averaged temperature variance, $\overline{T'T'}/T_*^2$.

(4) 温度偏差 (Fig.24)

底面近くにおいて、抽出事象の温度偏差 T_{sw} は大きな正の値をとり、背景乱流は小さな負の温度偏差 ($T_{st} < 0$) を呈する。上方に向かうほどこれらの温度偏差はともに小さくなる。連行領域では、抽出事象が負の温度偏差を呈する ($T_{sw} < 0$) のに対し、背景乱流の温度偏差 T_{st} はほぼ 0 である。抽出事象の上昇流成分は、表層から混合層にかけて抽出事象全体より高温である ($T_{sup} > T_{sw}$)。連行領域に着目すると、 $T_{sup} = T_{sw}$ 、すなわち負の温度偏差の大部分は上昇流成分によりもたらされていることがわかる。下降流による温度偏差 T_{sdw} は混合層でほぼ 0 であり、連行領域で上昇流の約半分の低温度偏差を有する。

同図中の影の領域は w_* の場合と同様に St_{ll}^{18} が大気観測値を整理したものである。比較し得る対象は、 T_{sup}

T_{sdw} である。上昇流の分布特性は大気観測値と類似しているが、下降流に関しては、大気観測値の方が、混合層内でより大きな負の温度偏差を、連行層内においてより大きな正の温度偏差を呈している。 w' の正負を判別条件とする同じ条件付き解析を行った場合にも、両者の差異の傾向は同様であったことから²¹⁾、本実験条件のもとに風洞で再現されたプルームは大気と異なる構造を有している可能性がある。より多くの物理量に関する条件抽出を行い、大気現象との相似性を総合的に判断する必要がある。

Fig.23, 24 の結果を要約すれば以下のようなものである。

- ① 混合層内においては、プルームが強い高温上昇流を形成するのに対し、プルーム外部の背景乱流は弱い低温下降流を構成している。
- ② 連行領域において、秩序構造に占める下降流の割合は大きい、その温度偏差は上昇流の約半分であり、

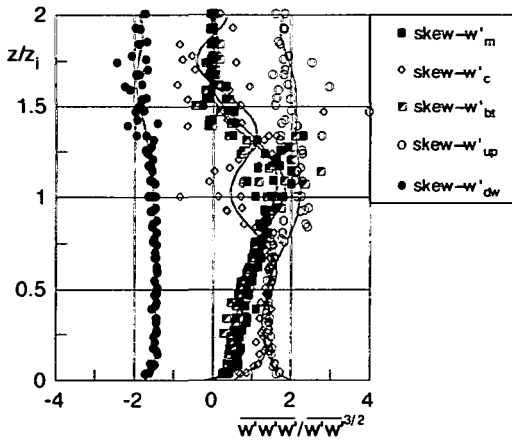


Fig.31 Conditionally averaged skewness of vertical wind velocity component, $\overline{w'w'w'}/\overline{w'w'}^3/2$

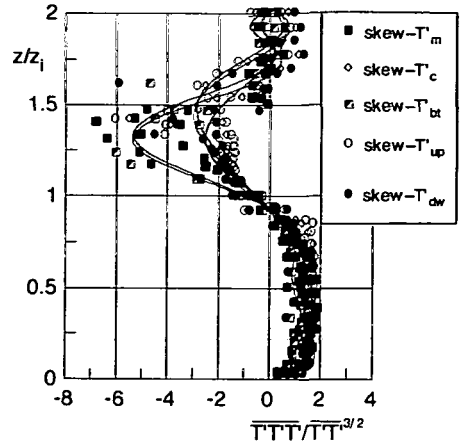


Fig.32 Conditionally averaged skewness of temperature fluctuation, $\overline{T'T'T'}/\overline{T'T'}^3/2$

熱輸送への貢献は小さい。顕著な熱輸送をもたらす低温流体のほとんどは上昇流から成る。すなわち、連行による負の熱フラックスは主に penetrative convection に起因している。

(5) 乱れ強度、レイノルズ応力 (Fig.25, 26, 27)

$0 < z/z_i < 0.1$ の表層内においては、壁面せん断効果により大きな水平方向の乱れ強度 $\overline{u'u'}$ が発生し、表層より上方においてはこれが急激に減少している。表層においては $\overline{u'u'}$ と $\overline{w'w'}$ に大きな差異は見られない。すなわち、平均事象とブルーム事象との間に大きな差はなく、表層における $\overline{u'u'}$ の分布性状は主として壁面乱流に支配されると思われる。一方、混合層から連行領域の範囲においては、 $\overline{u'u'}$ が $\overline{w'w'}$ よりかなり大きく、その中でも特に、上昇流による乱れ $\overline{u'u'_{up}}$ が大きい。以上より、表層では壁面乱流が、混合層ではブルーム内の上昇流成分が、それぞれ $\overline{u'u'}$ の支配要因になっている。

乱れの鉛直成分に関しては、混合層においてブルーム内の乱れ $\overline{w'w'_c}$ が全事象の平均乱れ $\overline{w'w'_m}$ よりかなり大きく、背景乱流の乱れ $\overline{w'w'_{bt}}$ は $\overline{w'w'_m}$ と同程度である。ブルーム内の乱れのうち、特に上昇流成分 $\overline{w'w'_{up}}$ が乱れの増加に寄与し、下降流成分 $\overline{w'w'_{dw}}$ は全事象平均 $\overline{w'w'_m}$ よりもむしろ小さい。連行領域においては、逆転層の浮力安定効果のために乱れが低下しているが、それでもブルームの上昇流成分 $\overline{w'w'_{up}}$ は主要な乱れを生成している。

Fig.27 において、壁面せん断層では大きなレイノルズ応力が発生しているが、混合層内では低減する。しかし、ブルームの上昇流成分は相対的に大きなレイノルズ応力を発生させている。これより、表層から混合層の領域ではブルームと平均流の相互作用によってレイノルズ応力が増加することがわかる。これは、鉛直一次元水槽内の CBL では起こり得ない現象であり、風洞実験で大気の乱れを再現する上で留意しなければならない点である。

なお、連行領域では自由せん断による非常に小さいレイノルズ応力が見られる。

(6) 乱流熱フラックス (Fig.28, 29)

水平方向の熱フラックスは表層から混合層内で負、連行領域で正である。特にブルームの上昇流成分が大きな水平方向熱輸送をもたらしている。

熱フラックスの鉛直成分の長時間平均 $\overline{w'T'}$ は、底面で $Q_s = w.T$ をとり、 z とともに線形に減少した後、連行領域で微少な負の値をとる。これは、水理実験や弱風時の大気観測によって明らかにされてきた平均流のない鉛直一次元的な CBL と同じ特徴である。ブルームによる乱流熱輸送 $\overline{w'T'}$ は混合層・連行層のいずれにおいても卓越している。特に、混合層では上昇流による上向き熱輸送 ($\overline{w'T'_{up}} > 0$) が、連行層では上昇流による下向き熱輸送 ($\overline{w'T'_{up}} < 0$) が顕著である。前者は、加熱された地表面からブルームによって輸送されてくる混合層内の平均温度より高温の上昇流である。後者の上昇流は、混合層流体がそれより高温の自由大気層へ貫入する流れであり、周辺より相対的に低温である。以上の特徴は、Fig.10, 11, 12 の VITA 時系列や Fig.23, 24 での風速・温度偏差の条件付解析に基づく考察と符合する。

(7) 温度変動 (Fig.30)

全層にわたりブルームによる大規模な温度変動 $\overline{T'T'}$ 、 $\overline{T'T'_{up}}$ が長時間平均値 $\overline{T'T'_m}$ を上回る。すなわち、ブルームの内部は周辺より大きな温度変動が生じている。

(8) 鉛直風速・温度偏差の歪み度 (Fig.31, 32)

Fig.31 より表層・混合層から連行領域にかけて、長時間平均事象および抽出事象ともに、鉛直方向風速の歪み度 $\overline{w'w'w'}/\overline{w'w'}^3/2$ は正であり、鉛直上向きの流れが卓越している。0.1 < z/z_i < 0.8 の範囲では歪み度が単調

に増加し、ブルームの浮力効果によって上昇流が加速されている。連行領域においては成層効果により上昇流が減速され、歪み度が減少する。混合層内において、ブルームの歪み度 $w'w'w'c/w'w'c^{3/2}$ は長時間平均値 $w'w'w'm/w'w'm^{3/2}$ より大きく、連行領域においてはより小さい。

温度変動の歪み度 $T'T'T'/T'T'^{3/2}$ の分布 (Fig.32) では、対流層内で高温流体が、連行領域で低温流体が、各々多く存在することが明確にあらわれている。

Fig.31, 32 の結果より、混合層内では高温上昇流が、連行領域内では低温上昇流が、それぞれブルームにより駆動されることが再度確認される。

7. 結論

成層流風洞において再現された CBL のブルームを VITA 法により解析し、乱流特性を明らかにした。主要な結論を以下に要約する。

- 1) 表層から混合層の範囲では、ブルーム内で強い高温上昇流が大部分の熱を鉛直上方へ輸送する。ブルームの外部では弱スケールの小さな低温下降流が数多く存在する。高温上昇流の発生数は低温下降流より少ないが、熱輸送への貢献度は非常に大きい。
- 2) ブルームは底面から供給される浮力により加速され、混合層内では表層よりも強い上昇流となる。しかし、乱流によってブルームの熱エネルギーは拡散され温度偏差が減少するため、表層より熱フラックスは小さくなる。
- 3) 連行領域においては、ブルームの主な運動は下降流であるが、負の熱フラックスの主成分は低温上昇流、すなわち penetrative convection である。連行領域では、背景乱流に比べて乱れ・温度偏差がともに大きい。
- 4) 混合層においても連行領域においても、上昇流の現象は水平方向の低速流を、下降流は高速流をとまなっている。これにより特に表層において大きなレイノルズ応力が発生している。これは水理実験や LES で再現された鉛直一次的な CBL では見られない特徴である。
- 5) 表層においては、乱れの水平方向成分やレイノルズ応力の大きいせん断層が形成されている。この領域の乱流構造は主に壁面せん断力に支配され、ブルームの影響は小さい。

風洞による大気拡散シミュレーションを実施するに際して、本研究で検討した手法によりブルーム構造に関する大気現象との相似性を検証することができる。今後、壁面乱流効果がより大きく影響する粗面の CBL に関してもブルームの特性を明らかにし、長時間平均の流れの場のみならず対流構造に関する模型相似則も検討する必要がある。

謝辞：本研究を遂行するにあたり、第一著者はドイツ連邦共和国アレクサンダー・フォン・フンボルト財 (Alexander von Humboldt Stiftung) の援助のもとに 1996 年 7 月～9 月の間カールスルーエ大学に滞在した。同大学水文水資源研究室 Johannes Thäter 氏には、実験データ整理に際し、多大の助力を賜った。以上、記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Rau, M. and Plate, E.: Wind tunnel modelling of convective boundary layers, *Wind Climate in Cities*, J. Cermak, A.G. Davenport, E.J. Plate and D.X. Vigas, Eds., Kluwer, pp.431-456, 1995.
- 2) Fedorovich, E., Kaiser, R., Rau, M. and Plate, E.: Wind tunnel study of turbulent flow structure in the convective boundary layer capped by a temperature inversion, *J. Atmos. Sci.*, Vol.53, pp.1273-1289, 1996.
- 3) Clarke, R.H., Dyer, A.J., Brook, R.R., Reid, D.G. and Troup, A.J.: The Wangara experiment: Boundary layer data. Tech. Paper 19, *Div. Meteor. Phys.*, CSIRO Australia, 363pp., 1971.
- 4) Kaimal, J.C., Wyngaard, J.C. Haugen, D.A., Cote, O.R., Izumi, Y., Caughey, S.J. and Readings, C.J.: Turbulence structure in a convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol.33, pp.2152-2169, 1976.
- 5) Caughey, S.J. and Palmer, S.G.: Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol.105, pp.811-827, 1979.
- 6) Lenschow, D.H., Wyngaard, J.C. and Pennel, W.T.: Mean-field and second-momentum budgets in a baroclinic convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol.37, pp.1313-1326, 1980.
- 7) Schols, J.L.: The detection and measurement of turbulent structures in the atmospheric surface layer, *Boundary Layer Meteorology*, Vol.29, pp.139-58, 1984.
- 8) Schols, J.L.J., Jansen, A.E. and Krom, J.G.: Characteristics of turbulent structures in the unstable atmospheric surface layer, *Boundary Layer Meteorology*, Vol.33, pp.173-196, 1985.
- 9) Willis, G.E. and Deardorff, J.W.: A laboratory model of the unstable planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol.31, pp.1297-1307, 1974.
- 10) Deardorff, J.W. and Willis, G.E.: Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer, *Boundary Layer Meteor.*, Vol.32, pp.205-236, 1985.
- 11) 室田明, 道奥康治: 機械的擾乱と熱的擾乱が複合的に作用する水成層場での鉛直混合量に関する研究, 土木学会論文集, No.369/II-5, 61-70, 1986.
- 12) 室田明, 道奥康治, 口田光也: 複合因擾乱により誘起される鉛直混合現象の数値解析, 土木学会論文集, No.393/II-9, 67-76, 1988.
- 13) Schmidt, H. and Schumann, U.: Coherent structures of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations, *J. Fluid Mech.*, 200, pp.511-562, 1989.
- 14) Meroney, R.N. and Melbourne, W.H.: Operating ranges of meteorological wind tunnels for the simulation of convective boundary layer (CBL) phenomena, *Boundary Layer Meteor.*, Vol.61, pp.145-174, 1992.
- 15) Rey, C., Schon, J.P. and Mathieu, J.: Buoyancy effects in a wind tunnel simulation of the atmospheric boundary layer, *Phys. Fluids*, Vol.22, pp.1020-1028, 1979.
- 16) Ogawa, Y., Dioso, P.G., Uehara, K. and Ueda, H.: A wind

- tunnel for studying the effects of thermal stratification in the atmosphere, *Atmos. Environ.*, Vol.15, pp.807-821, 1981.
- 17) Porsh, M. and Cermak, J.: Wind tunnel simulation of diffusion in a convective boundary layer, *Boundary-Layer Meteor.*, Vol.30, pp.431-455, 1984.
- 18) Stull, R.B.: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer, 666p., 1988.
- 19) Chen, C.-H.P. and Blackwelder, R.F.: Large-scale motion in turbulent boundary layer: A study using temperature contamination, *J. Fluid Mech.*, Vol.89, pp.1-31, 1978.
- 20) Caughey, S.J., Kitchen, M. and Leighton, J.R.: Turbulence structure in convective boundary layers and implications for diffusion, *Boundary-Layer Meteor.*, Vol.25, pp.345-352, 1983.
- 21) Kaiser, R.: Windkanalstudie konvektiver Grenzschichtströmungen mit angehobener Temperaturinversion, *Ph.D. Dissertation, University of Karlsruhe*, 200P., 1996.

(1996. 12. 26 受付)

CONDITIONAL SAMPLING OF CONVECTIVE BOUNDARY LAYER TURBULENCE IN A STRATIFIED FLOW WIND TUNNEL

Kohji MICHIOKU, Erich PLATE, Rolf KAISER and Matthias RAU

A VITA (variable interval time averaging) conditional sampling is carried out in order to find out organized motions of thermal plumes in a convective boundary layer (CBL). The experimental data are collected in a stratified flow wind tunnel which has been specially designed so as a realistic CBL to be experimentally reproduced. Through examination of conditionally averaged time series and vertical profiles of turbulent components and their stochastic characteristics, it is discussed how thermal plumes contribute to heat and mass transport in the CBL. The present analysis successfully picks up characteristic organized events such as predominant warm updraft in a heated surface layer, weak cold downdraft around feet of thermal plumes, buoyantly accelerated upward motions inside of a mixed layer, negative turbulent heat flux associated with cold updraft in an entrainment zone and so on. Based on the short time averaged thermal plume structure which is most responsible in turbulent diffusion of heat, momentum and air mass in a CBL, a physical model study of atmospheric process is expected to be performed in the stratified flow wind tunnel with correct hydrodynamic similarity.