

対流境界層乱流の微細構造

気象研究所 木下 宣幸 (Nobuyuki Kinoshita)

1. はじめに

温度成層が不安定な境界層中におけるプルームと慣性小領域サイズの乱流渦のエネルギーやフラックスの関係を調べるため対流境界層を風洞内に作り、乱流測定と流れの可視化実験を行った。測定データの解析にはWavelet変換を用いた。得られた結果を成層が中立な場合と比較した。

2. 実験概要

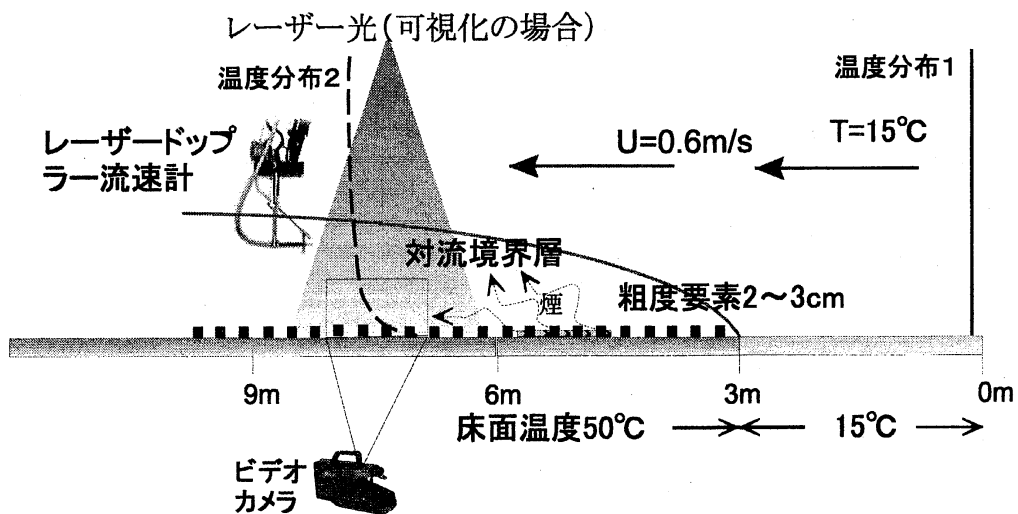


Fig.1 実験概要

用いた風洞の測定部は幅3m×高さ2m×長さ18mである。2-3cm角の粗度要素を配置した床面の温度を50℃にし、15℃の気流を0.6m/sで吹かせると温度分布は温度分布1の中立の状態から温度分布2の不安定な状態に変化する(Fig.1)。測定位置は風洞測定部先端から6.5mで、風速測定にはレーザードップラー流速計、温度測定には冷線温度計(5 μ m ϕ タングステン線)を用い200Hzでサンプリングした。高さ2cmから40cmまでの9高度で1高度につき40.96秒間(N=8192)の測定を10回行った。Fig.2は風速と温度の平均プロフィールを示している。

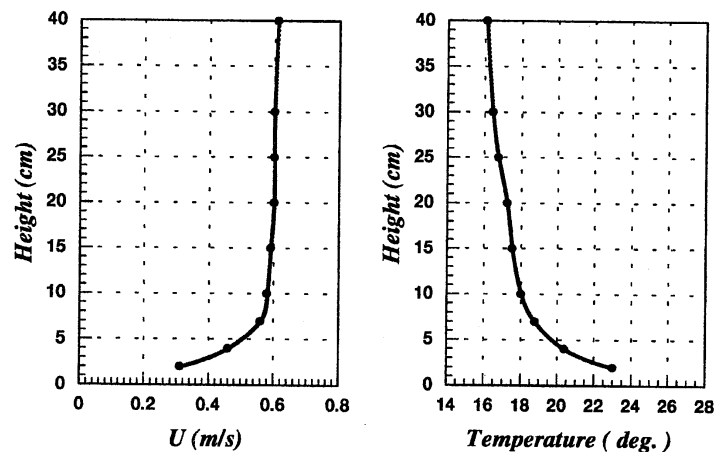


Fig.2 風速と温度のプロファイル

3. 解析方法

3-1 Wavelet変換

解析には変動スケール別にエネルギーの時間変化を調べるのに適した方法であるwavelet変換を用いた。対象がエネルギーやフラックスであるのでこれらの量が保存される正規直交wavelet変換；

$$f(x_i) = \sum_{j=0}^n \sum_{k=1}^m C_{j,k} \psi_{j,k}$$

$$C_{j,k} = \langle \psi_{j,k}, f \rangle$$

$$\langle \psi_{j,k}, \psi_{l,m} \rangle = \delta_{j,l} \delta_{k,m}$$

を用いた. $C_{j,k}$ は wavelet 係数, $\psi_{j,k}$ は wavelet で j は scale index, k は position index を表す. また, δ は クロネッカーのデルタを表す.

3-2 wavelet 関数

対流境界層内で得られた温度の時系列には, 温度が急降下するいわゆる ramp 構造が現れる. この現象に対する感度を代表的な wavelet である Coiflet と Daubechies で比較した結果は Coiflet の方が敏感であることを示したので, 時間分解能を高めるため局在性の高い 1 次の Coiflet を用いることにした.

3-3 小スケール乱流渦の定義

Fig. 3 に高さ 20cm の温度と風速の水平成分 U 及び鉛直成分 W のフーリエスペクトルを示した. 3Hz 以上の高周波領域に慣性小領域が見られるので 3Hz 以上の小さなスケールの乱流渦を小スケール乱

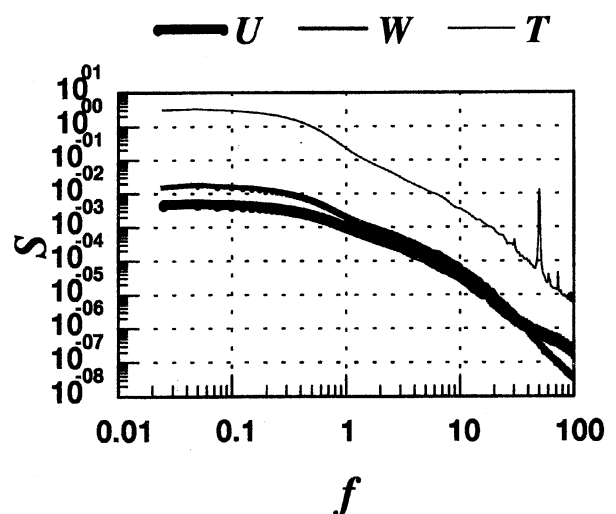


Fig.3 乱流のフーリエスペクトル
 U : 風速水平成分 W : 風速鉛直成分 T : 温度

流渦と定義する。Waveletでは $j=8$ の関数が3.5Hz付近にスペクトルのピークがあるので $j \geq 8$ が小スケール乱流渦に相当する。

3-4 小スケール乱流統計量

U のwavelet係数を $Cu_{j,k}$ とするとき $j \geq 8$ のwavelet係数だけを用いて定義される量；

$$Su(k) = \sum_{j=8}^{12} \sum_{l=2^{j-8}(k-1)+1}^{2^{j-8}k} C u_{j,l}^2, \quad k = 1, 2, 3, \dots, 256$$

は位置 k における小スケール乱流渦による U の分散（エネルギー）を表す統計量である。位置 k における同様な統計量 $Sw(k)$, $St(k)$ はそれぞれ W のwavelet係数 $Cw_{j,k}$ と温度 T のwavelet係数 $Ct_{j,k}$ を用いて定義できる。またフラックスを表す統計量 $Fwt(k)$, $Fuw(k)$ は積 $Cw_{j,k}Ct_{j,k}$ と $Cu_{j,k}Cw_{j,k}$ の和として定義することができる。

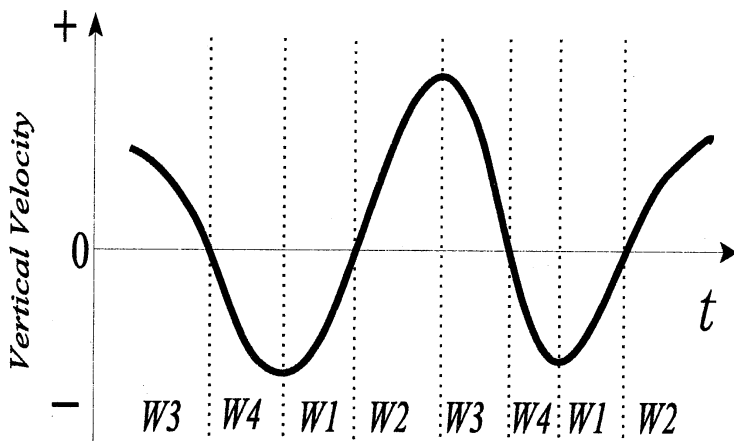


Fig.4 鉛直流位相の定義

上で定義した統計量の平均からの偏差が、標準偏差を超える場合を“大きい値”とし、 $j \leq 7$ のwavelet係数から再構成された鉛直流の

変化をFig.4に示される4つの位相に分け、各位相での大き

い値の出現率を調べた。

4. 結果

結果をFig. 5a, 5bに示した。成層が中立な場合についても同様な実験と解析を行い各図の右側の列に示してある。鉛直

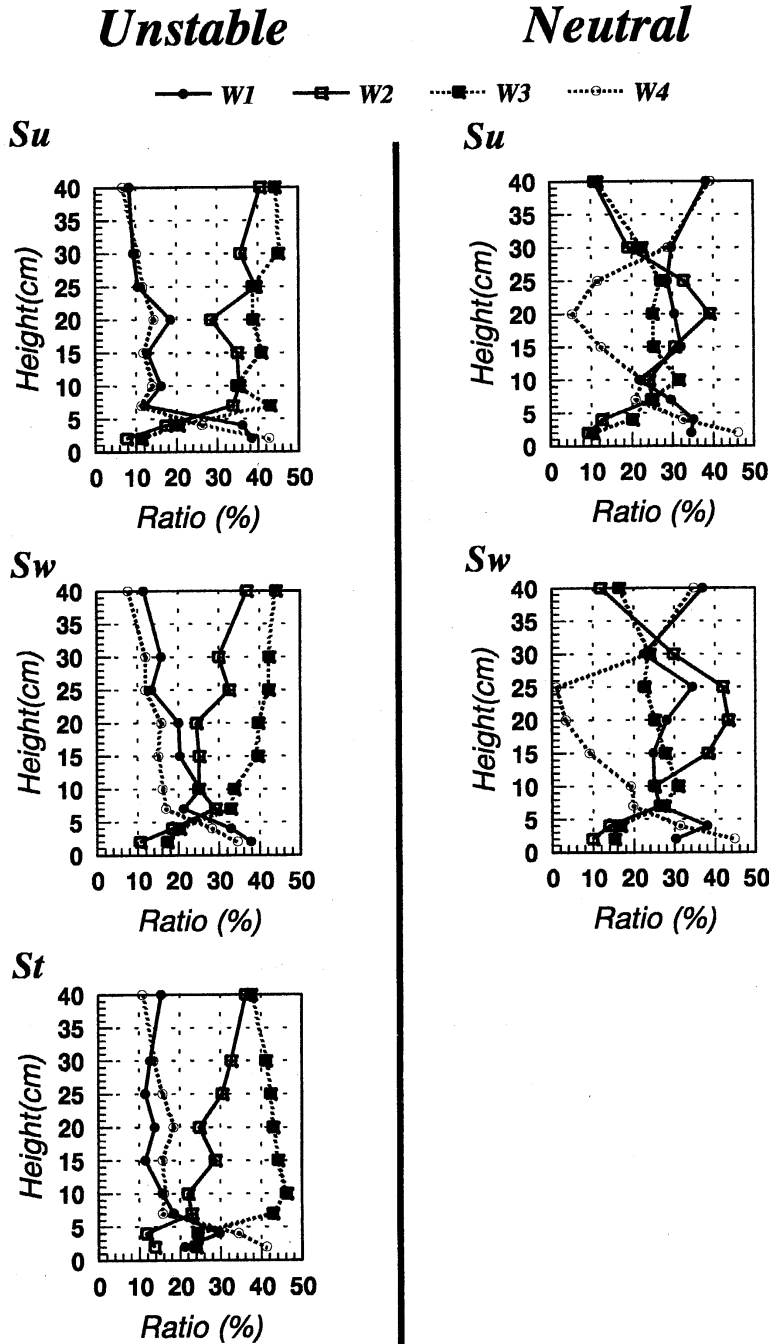


Fig.5a 大きな値の小スケール乱流渦統計量の出現率

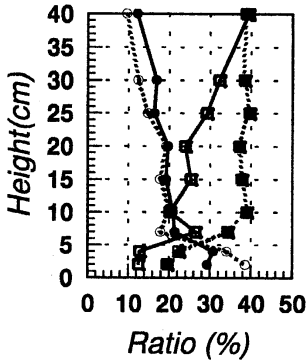
流の位相の出現率を Fig. 5bの最下段に *Reference*として示した。上昇流である W2とW3はほぼ同じ程度の約20%である。下降流と上昇流の出現率の比は6:4となっている。もし、小スケール乱流渦が全くランダムな性質のものなら小スケール乱流渦統計量の大きな値の出現率はこの *Reference*に従うと考えられるが、不安定な成層中ではそれと

Unstable

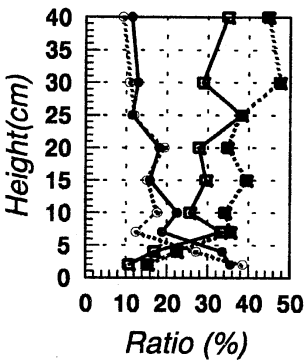
Neutral

—○— W1 —■— W2 - - - ■ - - - W3 ·····○···· W4

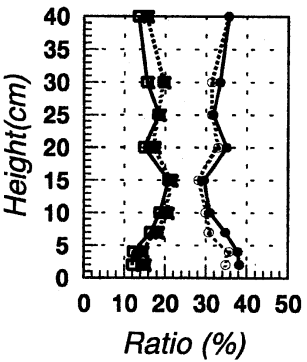
Fwt



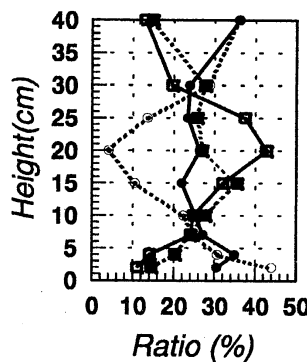
Fuw



Reference



Fuw



Reference

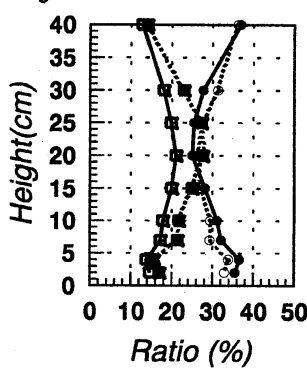


Fig.5b 大きな値の小スケール乱流渦統計量の出現率

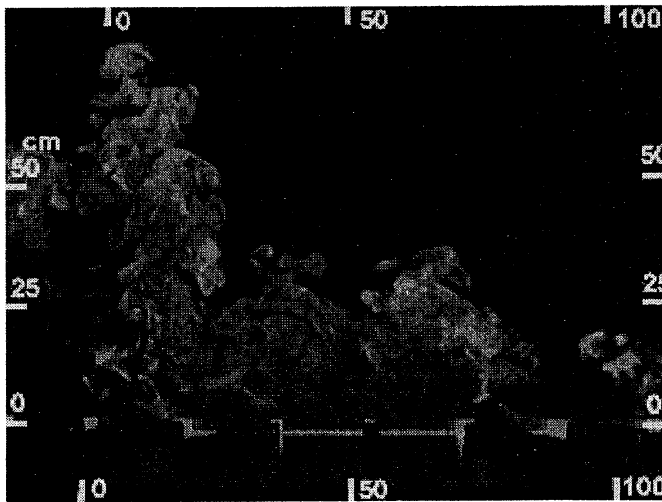
は大きく異なり4cmより上の層では上昇流域で大きな値の出現率が高くなっている。運動エネルギーの鉛直成分 S_w 、温度変動 S_t 及び顕熱フラックス F_{wt} はプルームの中心より後ろである $W3$ での出現率が高くなっているという特徴が見られる。4cmより下の層ではこのような特徴は見られず *Reference* に近い出現率となっており小スケール乱流渦の

分布がランダムであることを示している。床面に並べた粗度要素の高さ2~3cmより十分高い層では小スケール乱流渦の運動エネルギーやフラックスはプルームの中で大きいと言うことができる。中立成層の場合には不安定成層に見られるよう

な特徴は認められない。

5. 可視化された渦からの考察

対流境界層



中立境界層

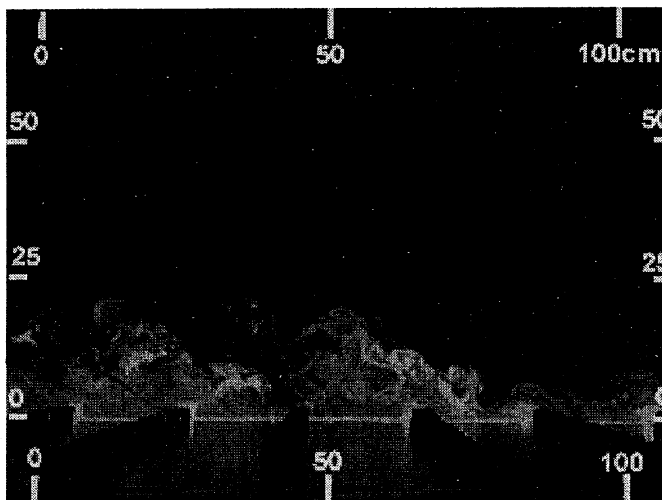


Fig.6 可視化された乱流渦

Fig.6に対流境界層と中立境界層の可視化を示す。これらの写真は流れ方向の断面を見たもので風は画面右から左へ吹いている。対流境界層ではプルームが可視化されており、内部を見るとキノコ様の渦の集合であることがわかる。実際の動きを観察するとキノコ型の渦の上に更にキノコ型の渦が吹き出して形成され、次々にこの運動が繰り返り起こってプ

ルームが上方に伸びていく様子が見られる。一方、図下の中立成層の場合にはキノコ型の渦は明瞭ではなく代わって円形をした渦が目立っている。

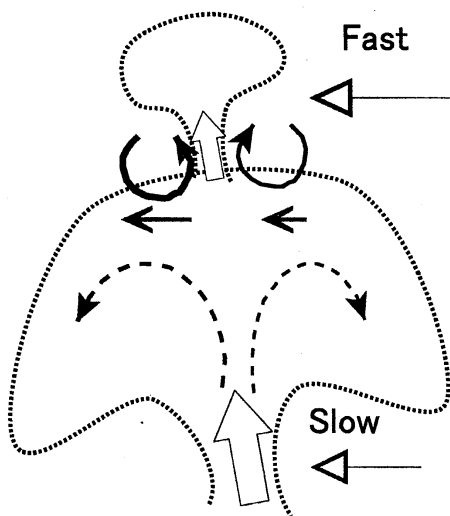


Fig.7 渦内部の流れ

プルームで顕著に見られるキノコ型渦の構造はFig.7のようになっていると観察される。下層の暖かい空気塊が上昇を始めると下層の遅い水平速度が上昇流によって水平速度が速い上の層に運ばれる。上昇流は破線で示したように左右に分かれてキノコ型の渦を形成

成する。このとき、この周囲の速度との違いからシアーが大きくなるため新たに渦を生じ、そこから吹き出すように次のキノコ型渦が発生し上昇する。特に上昇流の中心より後ろでは U が小さい。このためシアーが上昇流の中心より前の部分に比べ大きくなるので渦の生成も盛んとなる。このようにしてプルーム内部では小スケール乱流渦のエネルギーやフラックスが大きくなっていると考えられる。

6. まとめと今後の課題

一般風の弱い対流混合層の中ではプルーム内部で慣性小領域サイズの乱流渦の運動エネルギーやフラックスが大きいことがわかった。これはキノコ型の渦（流れ）に起因する。

今後は一般風がやや強い場合と成層が安定な場合について同様な実験と解析を行い微細な乱流構造の特徴を調べる。