

大気境界層における乱流構造の観測 —データ解析についての検討—

堀口光章

要 旨

大気境界層における乱流構造について、安定度が中立に近い場合を対象とし、これまで潮岬風力実験所と信楽MU観測所で観測を行ってきたが、超音波風速温度計とドップラーソーダによる観測データの解析について新たな検討を行った。特に、観測例間の乱流構造の出現状況の違いについて調べ、ウェイブレット分散スペクトルにより大きな乱流構造が出現する例が確かめられた。これは風速や風向の変化が大きい場合にあたり、平均化時間の解析結果への影響を調べた。

キーワード: 大気境界層, 乱流構造, ウェイブレット, スウィープ

1. はじめに

大気境界層では非常に大きなレイノルズ数（移流による作用の粘性による作用に対する大きさの比を表す無次元数）となっており、その大気境界層中でのような乱流構造が見られ、また、熱や運動量の輸送などにどのような効果を示すのかについて調べることは重要な研究課題である。特に、境界層流れなどの乱流についての室内実験により調べられている「組織構造」（ある大きさの領域で現れる秩序だった動きなどを示す構造）に対応するものがどのような構造として大気境界層中にも存在するのかを明らかにすることは興味深い課題である。

大気境界層における乱流構造について、接地層の安定度が中立に近い場合を対象とし、これまで京都大学防災研究所潮岬風力実験所と生存圏研究所信楽MU観測所で観測を行ってきた。今回は観測データの解析について新たな検討を行う。また、これにより、観測例の間の乱流構造の出現状況の違いについて調べる。

2. 乱流構造のスケール分布の変化

これまで潮岬風力実験所において大気境界層における乱流構造の観測を行い、接地層の安定度が中立に近い場合を対象とした解析を信楽 MU 観測所での観測結果とともにやってきた（堀口ら, 2007）。潮岬風力実験所での観測については、1998 年 11 月から

12 月にかけての 5 例（異なる日の観測で各例について約 3 時間 38 分の観測時間）について解析を行っている。

これまでも中心的に取り上げてきた潮岬風力実験所における 1998 年 12 月 8 日 11 時 10 分～14 時 48 分の観測例を他の日における観測例と比較する。まず、この 12 月 8 日と 11 月 17 日 12 時 30 分～16 時 08 分の観測例における観測結果を示す。Fig. 1 は、潮岬風力実験所本館測風塔の地上 20m に設置した超音波風速温度計（カイジョー製 DA-600）による測定から（水平面内の）平均流方向を決めて、その超音波風速温度計とドップラーソーダ（カイジョー製 AR-1000）による上空 40m から 350m までの（水平面内）平均流方向風速成分 (u) の時間変化（観測例の全時間を 4 パートに分けたうちのパート 1 の部分）である。なお、二つの観測例における超音波風速温度計での平均流方向風速成分の 4 パートでの平均は、それぞれ 11 月 17 日が 7.3ms^{-1} 、12 月 8 日が 5.2ms^{-1} で、少し 11 月 17 日の例の方が大きい程度である。

この図 (Fig. 1) より、11 月 17 日の観測例に比べて 12 月 8 日では、超音波風速温度計のデータに比較的大きな時間スケールの変動がよく現れていることが分かる。またドップラーソーダの観測でも超音波風速温度計での風速変動と対応して大きな強風域の構造（暖色系の色で示される）が見られる。

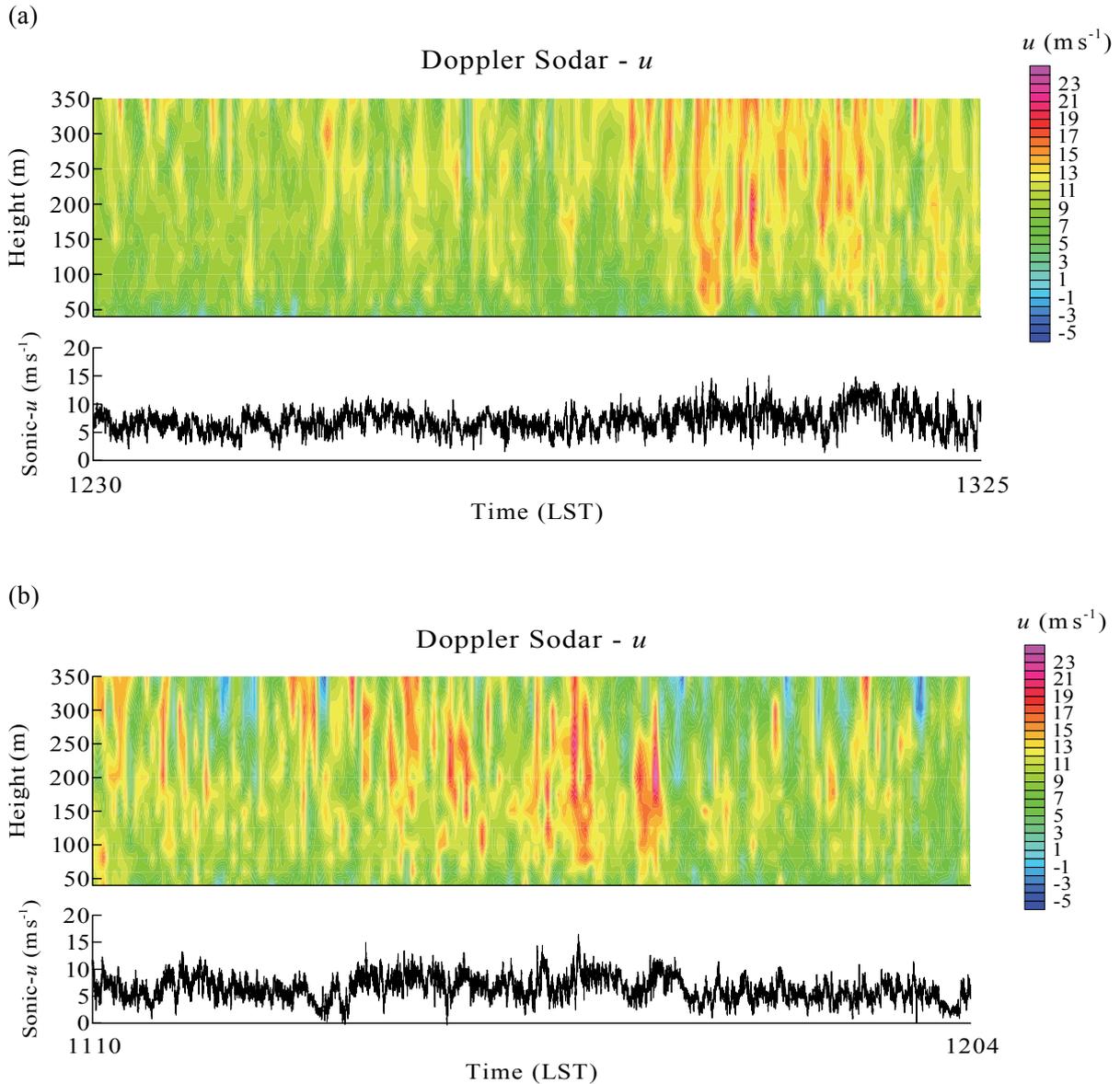


Fig. 1 Time-height cross section of the streamwise velocity component in the horizontal plane (u) observed by the Doppler sodar and the corresponding time series of the same component of velocity measured by the sonic anemometer-thermometer for part 1 of the observation case. (a) on Nov. 17 and (b) on Dec. 8, 1998 at Shionomisaki

連続データ中に現れる不規則な変動を抽出するのに連続ウェーブレット変換を使用する。変数 t についてのデータ列 $x(t)$ に対して、変動の大きさに対応するスケールパラメータ a 、また変動の位置に対応するトランスレーションパラメータ b についてのウェーブレット係数 $T(a, b)$ は次式に示す通りである。

$$T(a, b) = \left(\frac{1}{a} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi \left(\frac{t-b}{a} \right) x(t) dt \quad (1)$$

ただし、 $\Psi(t)$ は変数 t についてのマザーウェーブレット

であり、 $*$ は複素共役を示す。

ここではマザーウェーブレットとして次式に示す“Mexican Hat”関数を使用する。

$$\Psi(t) = (1-t^2) \exp(-t^2/2) \quad (2)$$

11月17日と12月8日の観測例の超音波風速温度計データに対してウェーブレット変換を行い、時間スケール ($2a$ の大きさに相当する) を縦軸としてそのウェーブレット係数の時間変化 (観測例全ての時間にわたる) を見たのが Fig. 2 である。ただし、地表の起伏により風が水平面からある傾斜を持って吹

いていることが考えられるので、ここでは三次元的に平均流方向を定め、その方向の風速成分（図の下部にその時間変化を示す）に対して解析を行っている。12月8日の観測例では、大きな時間スケールについても図中で暖色系の色で示す強風の変動がたびたび現れていることが分かる。

不規則に現れる変動のスケール分布（大きさの分布）をウェーブレット変換により求められるウェーブレット分散スペクトル ($W(a)$) により調べることができる (Collineau and Brunet, 1993; Thomas and Foken, 2007)。その定義は次式の通りである。

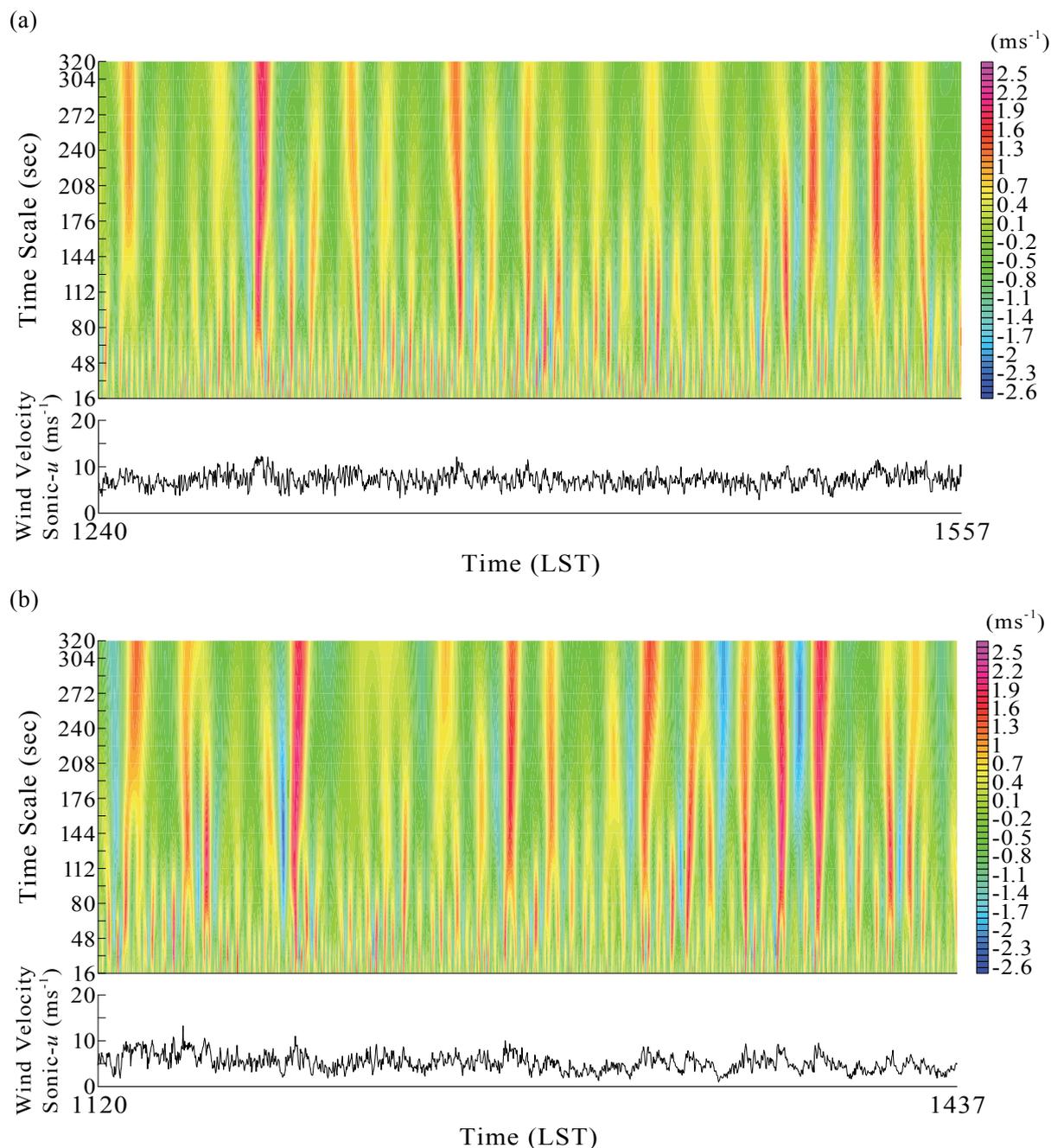


Fig. 2 Wavelet coefficients on each time scale for the streamwise velocity component measured by the sonic anemometer-thermometer (time series on the lower part in the figure). (a) on Nov. 17 and (b) on Dec. 8, 1998 at Shionomisaki

$$W(a) = \int_{-\infty}^{+\infty} |T(a,b)|^2 db \quad (3)$$

潮岬風力実験所における各観測例について、その全時間にわたってのデータからウェーブレット分散スペクトル (Fig. 3) を作成すると、変動のスケール分布についての傾向がはっきりと分かる。これまで扱った二つの観測例の他に、11月21日 (12時30分~16時08分), 12月4日 (10時00分~13時38分), 12月9日 (13時40分~17時18分) の例についても示しているが、12月8日の例では11月17日を含め他の例に比べて大きな時間スケール (大きなスケールパラメータ a の値) でもかなり大きな分散の値を示し、スケール分布の違いが大きい。

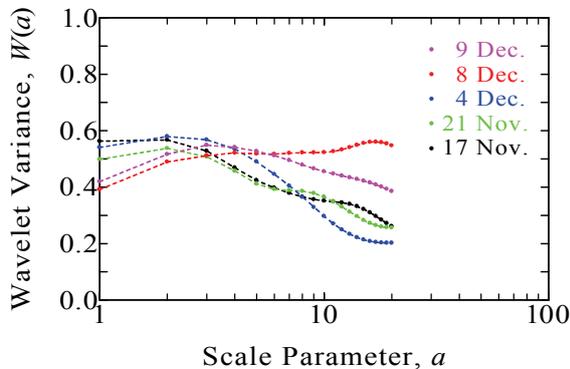


Fig. 3 Wavelet variance spectrum for each case in 1998 at Shionomisaki

変動のスケール分布を見るために通常使用されているスペクトル解析 (高速フーリエ変換による) ではどのような結果になるかを確かめるため、11月17日と12月8日の観測例について解析を行った。Fig. 4の横軸は、無次元周波数 n ($n = fz/\bar{u}$, f は周波数, z は測定高度, \bar{u} は平均流方向風速成分の平均) で表現しており、小さな値が大きな時間スケールに相当している。また、4パートのそれぞれでスペクトルを求め、それらを平均し、さらに無次元周波数で区間に分けてブロック平均を施し平滑化処理を行っている。一方、図の縦軸は、パワースペクトル $P(f)$ に周波数の重みを付けて摩擦速度 u_* ($u_* = (-\overline{u'w'})^{1/2}$, w は鉛直方向風速成分) の二乗で規格化している。

図 (Fig. 4) に示すように12月8日の観測例では大きな時間スケールで11月17日の例に比べて変動が大きい。すなわち、慣性小領域 (乱流のエネルギースペクトルが k を波数として $k^{-5/3}$ に比例する領域) の下限に相当すると思われるおよそ $n=10^{-1}$ の無次元周波

数 (12月8日の観測例では周期約40秒に相当する) より小さな周波数領域で12月8日の観測例では11月17日の例より大きなエネルギーとなり、またおよそ $n=3 \times 10^{-3}$ までの周波数にわたっておよそ同程度のエネルギーを示している。この領域では、例えば Drobinski et al. (2004) によってこれまでの観測と理論的研究が要約されている乱流のエネルギースペクトルが k^{-1} に比例する (波数 k の重みを付けた表現では一定の値となる) 領域に似た状況となっている。

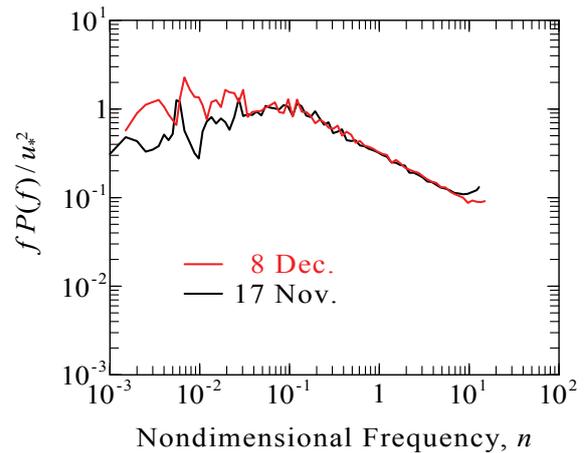


Fig. 4 Power spectrum on Dec. 8 and Nov. 17, 1998 at Shionomisaki

Hunt and Morrison (2000) は、非常に大きなレイノルズ数の乱流境界層において、接地境界層より上の領域 (middle layer) に位置している大きな規模の乱渦が地表へ向かって侵入してくることに伴う過程を考え、それらの 'top-down' 的な機構が支配的であると述べている。12月8日に見られるような大きなスケールの強風域の構造は、この大きな規模の乱渦に相当するものと考えられる。

ここまで示したように12月8日の観測例では風速変動のスケール分布に他の例とは違いがあるが、風の状態が何が異なっていたのかを調べるため、11月17日と12月8日について風と安定度に関する各種パラメータを Table 1 に示す。このうち、 σ_u は平均流方向風速成分 (u) の標準偏差、乱れの強さ (Turbulence intensity) は σ_u をその平均風速 (\bar{u}) で割った値、 z/L は接地境界層に適した安定度の指標である Monin-Obukhov 安定パラメータである (L は Obukhov の長さ)。

Table 1 Parameters for each observation case

Date, time (LST)	Part	\bar{u} (ms^{-1})	σ_u (ms^{-1})	Turbulence intensity	Mean wind direction (deg)	Roughness length, z_0 (m)	Stability parameter, z/L
Nov. 17, 1230–1608	1	7.2	2.0	0.28	311	0.65	-0.02
	2	7.5	1.8	0.24	306	0.55	0.00
	3	6.9	1.6	0.23	308	0.56	0.01
	4	7.7	2.0	0.26	313	0.46	0.01
Dec. 8, 1110–1448	1	6.5	2.2	0.34	340	0.75	-0.02
	2	5.5	1.8	0.33	351	1.22	-0.02
	3	4.5	1.7	0.38	321	1.37	-0.02
	4	4.4	1.6	0.38	313	0.79	0.00

この表 (Table 1) を見ると、乱れの強さが12月8日の観測例では4パートの平均で0.36となっていて、11月17日の例 (平均0.25) に比べてかなり大きくなっている。また、高度20mでの超音波風速温度計による平均風速と運動量輸送量の測定から風速高度分布が対数則を満たしていることを仮定して粗度長 (z_0) を見積もると、風向の違いは小さい (11月17日は平均310度、12月8日は331度) にもかかわらず、12月8日の観測例の方がかなり大きな値 (平均1.03m) となっている (11月17日では0.56m)。これは、平均風速の変化 (12月8日の方が小さい) ほどには運動量輸送量が増加していない (運動量輸送量が平均風速の割には大きい) という状況を示していると考えられる。

さらに、12月8日の観測例では、観測時間 (約3時間38分) 中の風の状況の変化が大きいことに注意すべきである。すなわち、平均流方向風速成分 (u) の平均がパート1の 6.5ms^{-1} からパート4の 4.4ms^{-1} へと弱くなり、平均風向もパート1の340度からパート4の313度へと変化している。風の定常性が強い場合と比較して12月8日は風の状況がより大きく変化している例と考えられ、このような時に大きなスケールを持った強風域の構造がより顕著に現れていることになる。

3. 平均化時間による解析への影響

12月8日の観測例では、観測時間 (約3時間38分) 中に風の状況が変化しているため、主な解析結果について、平均化時間による影響があるかどうかについて調べる必要がある。これまで各パートは約54.6分間とし、それを平均化時間として、各種物理量の平均値、平均値からの変動成分などを求めて解析し

ている。そして主要な解析事項として、平均流方向 (u) と鉛直方向 (w) の風速成分についてそれぞれの平均値からの変動成分によって四象限に分類した乱流運動とそれらによる運動量輸送について検討した。特に、上方から地表に向かっての運動量輸送に寄与する第2象限に位置して低速流の上昇運動であるイジェクションと第4象限に位置して高速流の下降運動であるスウィープによる運動量輸送への寄与を比較してきている。解析での平均化時間 (約54.6分間) は、大気境界層における乱流の解析として適当と思われるものを選択したが、普通使われる平均化時間 (20~60分程度) を考えると、多少長めの時間にあたる。そこで、ここでは平均化時間をこれまで使用してきた時間の半分の約27.3分として、同じ四象限分類による運動量輸送への寄与について調べた結果を示す。

まずTable 2に、潮岬風力実験所における12月8日の観測例のうち、超音波風速温度計データについて平均化時間を変化させた時の各象限の乱流運動による運動量輸送への寄与を示す。各観測時刻での u' , w' 値により四象限に分類して $u'w'$ 値を (各象限について) 積算しその値を全象限での値で割ることで、各象限の乱流運動による運動量輸送への寄与の割合 (flux fraction) を見たものである。平均化時間を変えても運動量輸送への寄与の割合はほとんど変わらないことが分かる。

次いで、同じく潮岬風力実験所における12月8日の観測例よりドップラーソーダの高度40mから200mまでのデータについて、平均化時間を変えた時の各象限の乱流運動による運動量輸送への寄与の割合 (flux fraction) の変化を調べる (Fig. 5)。図では、最下層 (高度40m) における全象限での $u'w'$ 積算値で規格化して示している。図を見ると、特に注目するスウィ

ープとイジェクションによる運動量輸送への寄与の傾向、すなわち、最下層を除いてスウィープによる寄与の方が少し大きいという結果は平均化時間を変えても（短くしても）あまり影響されないことが分

かる。ただし、平均化時間を短くすると、スウィープおよびイジェクションによる寄与はどちらも少し小さくなり、その差も小さくなるという傾向がある。

Table 2 Flux fractions measured by the sonic anemometer-thermometer on Dec. 8, 1998 at Shionomisaki for each averaging time

Quadrant	u', w'	Flux fraction	
		Averaging time: 54.6min	Averaging time: 27.3min
1	$u' \geq 0, w' \geq 0$	-0.40	-0.41
2	$u' < 0, w' \geq 0$ (ejection)	0.85	0.86
3	$u' < 0, w' < 0$	-0.37	-0.38
4	$u' \geq 0, w' < 0$ (sweep)	0.93	0.93

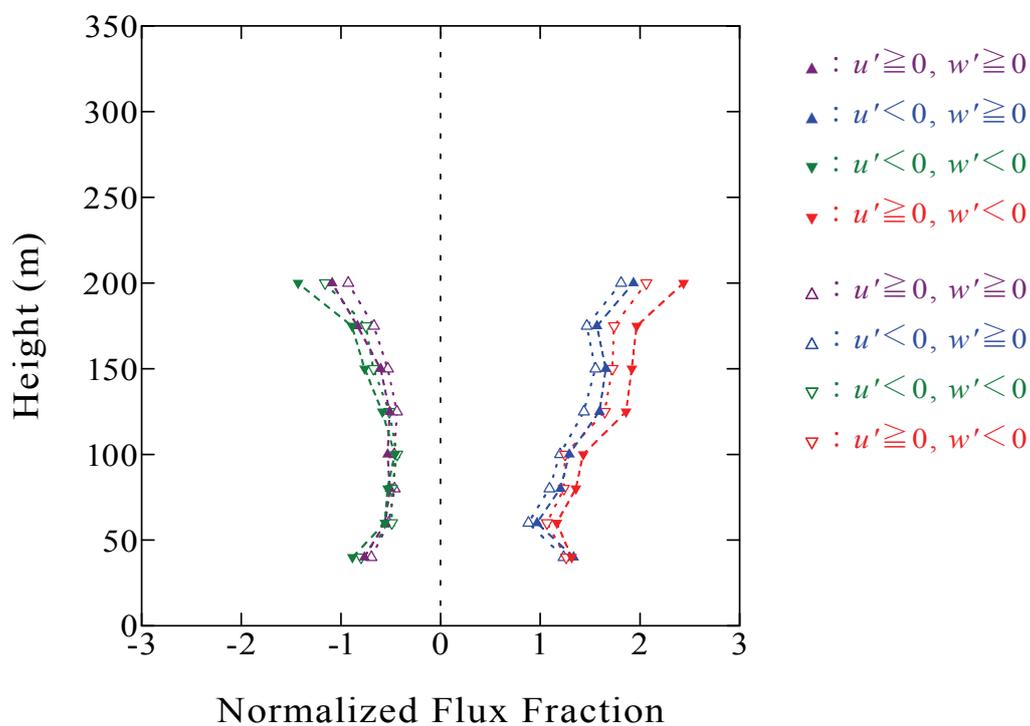


Fig. 5 Profiles of the flux fraction in each quadrant based on the Doppler sodar data for the observation case on Dec. 8, 1998 at Shionomisaki. Values are normalized with respect to the total $u'w'$ at the lowest level. Averaging time is 54.6min (closed symbols) and 27.3min (open symbols)

4. おわりに

風速変動のスケール分布の観測例による違い、また乱流運動の四象限解析での平均化時間を変化させた時の影響という点について、超音波温度風速計とドップラーソーダのデータ解析について検討した。今後、これ以外にも各種の検討を行う必要があり、これらにより、乱流構造の観測結果について、より正確な理解が可能となると考えられる。

謝 辞

乱流構造の観測は、植田洋匡京都大学名誉教授、京都大学防災研究所林泰一准教授、京都大学生存圏研究所橋口浩之准教授、(株)ソニックの伊藤芳樹博士と共に行ったものである。また観測に際し、潮岬風力実験所の皆さんにお世話になった。改めてここに謝意を表す。

参考文献

- 堀口光章・林 泰一・植田洋匡 (2007) : 中立に近い安定度の対気境界層における乱流構造の観測—解析のまとめ—, 京都大学防災研究所年報, 第 50 号 B, pp. 455-464.
- Collineau, S. and Brunet, Y. (1993): Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy. Part I: Wavelet analysis, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol. 65, pp. 357-379.
- Drobinski, P., Carlotti, P., Newsom, R.K., Banta, R.M., Foster, R.C. and Redelsperger, J.L. (2004): The structure of the near-neutral atmospheric surface layer, *Jour. Atmos. Sci.*, Vol. 61, pp. 699-714.
- Hunt, J.C.R. and Morrison, J.F. (2000): Eddy structure in turbulent boundary layers, *Eur. Jour. Mech. B-Fluids*, Vol. 19, pp. 673-694.
- Thomas, C. and Foken, T. (2007): Organised motion in a tall spruce canopy: temporal scales, structure spacing and terrain effects, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol. 122, pp. 123-147.

Observations of Turbulence Structures in the Atmospheric Boundary Layer —Examination of the Data Analysis—

Mitsuaki HORIGUCHI

Synopsis

Observations of turbulence structures in the near-neutral atmospheric boundary layer were made at the Shionomisaki Wind Effect Laboratory and the Shigaraki MU Observatory. Some new examinations of the data measured by the sonic anemometer-thermometer and the Doppler sodar are performed. In particular, the difference of appearances of turbulence structures among the observation cases was investigated. Using the wavelet variance spectra, large turbulence structures are revealed in one case. Since the change of wind speed and direction is large in this case, the possible effects of the averaging time on the results of data analysis are examined.

Keywords: atmospheric boundary layer, turbulence structure, wavelet, sweep