

中立に近い安定度の大気境界層における乱流構造の観測 —解析のまとめ—

堀口光章・林 泰一・植田洋匡*

* 酸性雨研究センター

要 旨

ほぼ中立な大気境界層における乱流構造を潮岬と信楽において観測した結果を解析した。連続ウェーブレット変換の方法を用いて下降する強風域による乱流構造の様子を明らかにした。これは、本質的にはこれまで乱流境界層に対する実験により示された組織構造の一種である。大きな時間スケールを持った強風の乱流構造は下方への運動量輸送に大きな寄与をなしている。乱流運動についての四象限解析により、スウィープ（高速流の下降運動）が運動量輸送に重要な役割を演じていることが明らかにされたが、この結果はおそらく大きな規模の強風の乱流構造と関連している。

キーワード：大気境界層，乱流，組織構造，運動量輸送

1. はじめに

室内実験により、境界層流れや管内流の乱流中に組織構造が存在し、乱れの生成と乱流輸送に大きな寄与をなしていることが示されている（Kline et al., 1967; Corino and Brodkey, 1969 など）。これらの実験は、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レイノルズ数が小さい条件、あるいは壁面に近い領域を対象にしたものが多い。

この研究で対象としている大気境界層では非常に大きなレイノルズ数となっており、その大気境界層中でどのような乱流構造が見られるかを調べるのが研究の目的である。

大気境界層の地表近くで、微細前線（microfront）（Gao et al., 1989）や突風前線（gust front）（Hayashi, 1992）と呼ばれる強風の乱流構造が観測で示されている。これらは大気境界層乱流中で現れる組織構造の一形態と考えられるが、観測は大気境界層でも地表に近い部分のみについて行ったものであった。

この研究では、比較的現象が単純であると考えられる地表面加熱による影響が少なく接地層の安定度が中立に近い場合を対象として、乱流構造とそれによる運動量輸送を観測により、これまでの研究（Gao et al., 1989 など）より広い高度範囲について

調べる。今回の報告では、潮岬と信楽において行った観測結果の解析について、そのまとめを行う。

2. 大気境界層乱流の観測の概要

京都大学防災研究所附属流域災害研究センター潮岬風力実験所（和歌山県東牟婁郡串本町）は、台地状の地形をした岬の南西端近くに位置しており、付近に大きな建物などがなく、大気境界層観測に適した場所である。

この場所での観測は 1998 年 11, 12 月に行った。超音波風速温度計を本館測風塔（地上からの高さ約 20m）に設置して地表近くの気流と接地層の安定度を測定し、ドップラーソーダ（カイジョー製 AR-1000）と生存圏研究所（当時は宙空電波科学研究所センター）が設置した車載型 S バンド境界層レーダーで大気境界層内の気流と乱れの強さを測定した。

一方、京大大学生存圏研究所信楽 MU 観測所（滋賀県甲賀市）は、丘陵地帯に位置している。接地層の観測については、周囲の土地の起伏による影響があると思われるが、新しく開発された測器が設置されておりそれを利用することができる。

この場所での観測は、2001 年 12 月から 2002 年 3

月にかけて行ったものであり、2 高度に設置した風向風速計（三杯風速計と矢羽型風向計からなる）（高度 4m と 17m）とサーミスタ温度計（高度 3m と 17m）で地表近くの気流と接地層の安定度を測定し、車載型ドップラーソーダと生存圏研究所（当時は宙空電波科学センター）の L バンド下部対流圏レーダー（Lower Troposphere Radar, LTR）で大気境界層における気流と乱れの強さについて測定した。

それぞれの場所での観測のうち接地層における安定度が中立に近い状態であった日から、潮岬では 1998 年 11 月 17 日と 12 月 8 日の観測例、信楽では 2001 年 12 月 10 日と 12 月 15 日の観測例について行った解析結果について報告する。

潮岬における 1998 年 11 月 17 日 12 時 30 分～16 時 8 分の観測例では、天候が曇、地上での平均風速は 4 パートに分けたそれぞれで 7.3, 7.6, 7.0, 7.8 ms^{-1} 、安定度パラメータ z/L （ z は測定高度、 L は Obukhov の長さ）は -0.02, 0.00, 0.01, 0.01 とほぼ中立の状態であった。1998 年 12 月 8 日 11 時 10 分～14 時 48 分の観測例でも、天候が曇、地上での平均風速は各パートで 6.8, 5.8, 4.9, 4.6 ms^{-1} 、安定度パラメータ z/L は -0.02, -0.02, -0.02, 0.00 であった。なお、超音波風速温度計による測定については、平均流方向が水平面より傾いている場合も考慮し、それに対してフラックスを計算する解析を行っている。

一方、信楽における観測の 2001 年 12 月 10 日 9 時～12 時 38 分の観測例では、天候は晴れで多少の雲が見られた。地上での平均風速は各パートで 6.0, 6.7, 7.0, 7.2 ms^{-1} 、安定度パラメータ z/L は -0.02, -0.02, -0.02, -0.02 であった。また、2001 年 12 月 15 日 8 時 30 分～12 時 8 分の観測例では、天候は曇、地上での平均風速は各パートで 5.5, 5.4, 7.0, 7.1 ms^{-1} 、安定度パラメータ z/L は -0.04, -0.03, -0.02, -0.02 であった。

以上の観測例のうち、次章では、潮岬において 1998 年 12 月 8 日に観測した例を中心として解析した結果を述べ、比較のために他の例についても取り上げる。

3. 大気境界層乱流の構造についての解析

3.1 強風（高速流）域による乱流構造

潮岬での 1998 年 12 月 8 日の観測例において、大気境界層の厚さは、S バンド境界層レーダーの観測によるエコー強度の値が急減する高度が境界層上端に対応していると考えられることから、その平均厚さとして 1.1km と見積もられる。

ドップラーソーダによる（水平面内）平均流方向風速成分 u （平均流方向は超音波風速温度計の測定により定める）についての時間高度断面図（Fig. 1）を見ると、100 秒から 300 秒程度の時間スケールを持った強風（高速流）域と弱風（低速流）域が見られる。その中でも顕著な比較的大きな時間スケールを持った強風域（Fig. 1 で、その典型例を破線の楕円により示す）に着目する。このような強風域が現れ、観測高度範囲の中でも比較的下層の高度まで広がっている場合、（Fig. 1 の例で超音波風速温度計による平均流方向風速成分の値の時間変化から示されるように）地表近くでも強風の時間帯が出現している。なお、ここでは、水平面より傾いている場合を考慮して平均流方向を定めるほどの測定精度を持たないと考えられるドップラーソーダのデータとの対照のため、超音波風速温度計による測定データについても水平面内の平均流方向風速成分を調べている。

以降、このような強風域による平均的な乱流構造を調べる。そのために、超音波風速温度計による（水平面内）平均流方向風速成分 u に対して連続ウェーブレット変換（ウェーブレットの時間スケールは 160 秒とする）を行い、強風のイベントを抽出する。なお、ウェーブレットとしては“Mexican Hat”関数を使用し、時間スケールを比較的大きく取ることによって、それに対応する規模の風速構造を抽出している。そして、ウェーブレット係数があるしきい値を越えて極大となる時を強風のイベントの中心時間とする。この時のしきい値を変えると、抽出されるイベントの数とその後作られる平均構造の様子が変わるが、十分な数のイベントを抽出することと比較的明瞭な構造を描くということの両方を考慮し、しきい値としてこの例では 2.8 という値を用いている。

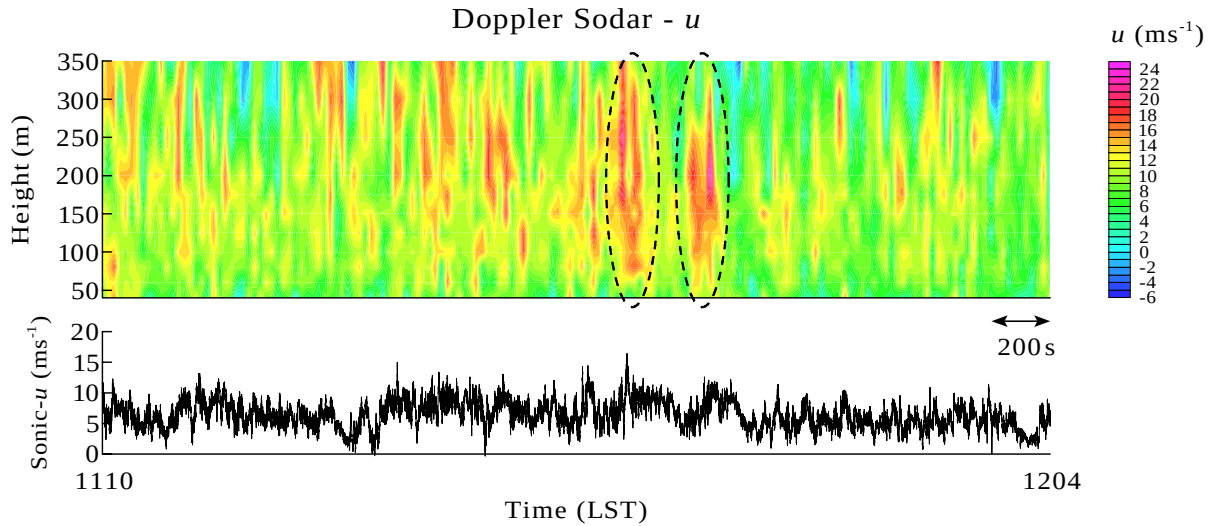


Fig. 1 Time-height cross section of streamwise velocity component in the horizontal plane (u) observed by Doppler sodar for part 1 on Dec. 8, 1998 at Shionomisaki. Time series of the same component of velocity measured by sonic anemometer is also shown in the lower part of the figure. Arrow denotes the time scale of 200 s, dashed ellipses denote typical large-scale regions of high-speed velocity

抽出したイベントからドップラーソーダによる平均流方向風速成分 u (各パートにおける平均値からの変動成分 u' を標準偏差 σ_u で規格化した値で示す) と鉛直方向風速成分 w (同様に規格化した値を示す) についての平均構造を作成する (Fig. 2)。その結果、平均流方向風速成分 u の極大が高度 200m, イベント中心より 30 秒程度前に位置する下降する強風 (高速流) 域による乱流構造が示される。

潮岬と信楽における他の観測例でも同様な構造が解析され (Fig. 3), 接地層での安定度が中立な大気境界層における乱流構造として一般的であることが示唆される。この構造については, これまでの観測による研究 (Gao et al., 1989) と同様な結果であるが, より広い高度範囲にわたる構造を示すことができて

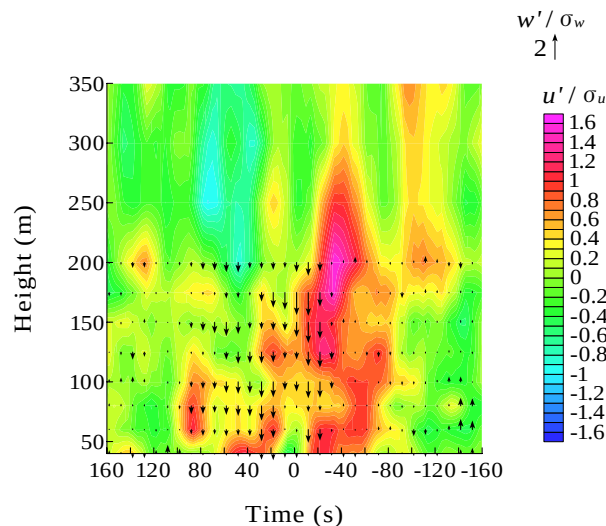


Fig. 2 Conditionally averaged wind pattern on a time-height cross section centered at the time of the detected events (0 s). This is constructed from the data observed by Doppler sodar on Dec. 8, 1998 at Shionomisaki. Contours denote normalized u' values, arrows denote normalized w' values

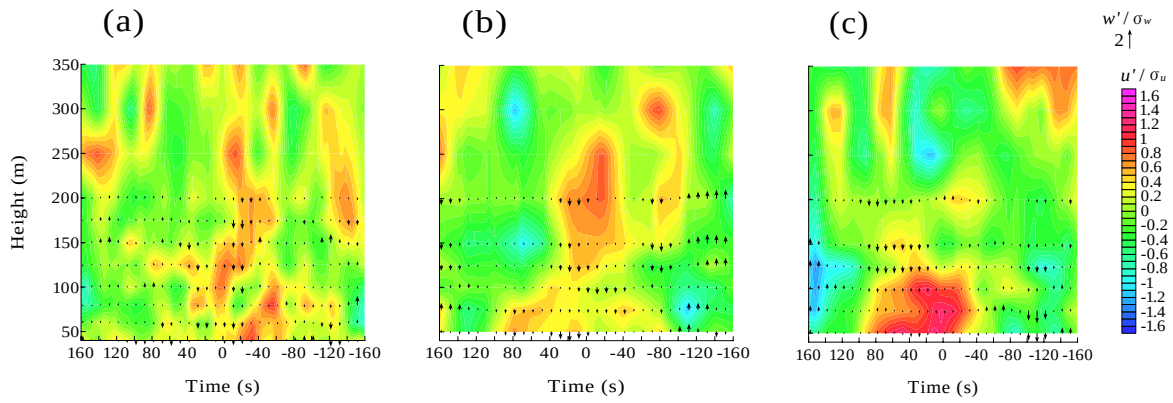


Fig. 3 Same as Fig. 2, but for other cases: (a) Nov. 17, 1998 at Shionomisaki; (b) Dec. 10, 2001 at Shigaraki; (c) Dec. 15, 2001 at Shigaraki

3.2 乱流構造の全体的な様相と運動量輸送への寄与

次に、強風（高速流）域による乱流構造の大気境界層における全体的な様相と、その運動量輸送への寄与について調べる。そのために、超音波風速温度計とドップラーソーダ各高度の平均流方向風速成分に対して連続ウェーブレット変換（時間スケール 240 秒）を施し、ウェーブレット係数がしきい値 0.5 以上の時間帯を強風（高速流）の乱流構造として抽出する。なお、ここでは、後で解析する信楽での下

部対流圏レーダーのデータ時間間隔（2 分）に合わせて、3.1 節での場合よりも少し長い時間スケールのウェーブレットを用いている。

Fig. 4 に潮岬での 1998 年 12 月 8 日の観測例について、ドップラーソーダ各高度のデータに対するウェーブレット係数（上図）から決めた強風の乱流構造（赤色の領域）と超音波風速温度計のデータに対するウェーブレット係数（下図）から決めた強風の乱流構造（ドップラーソーダのデータについての時間高度断面図の下方の赤線）の両方を示す。

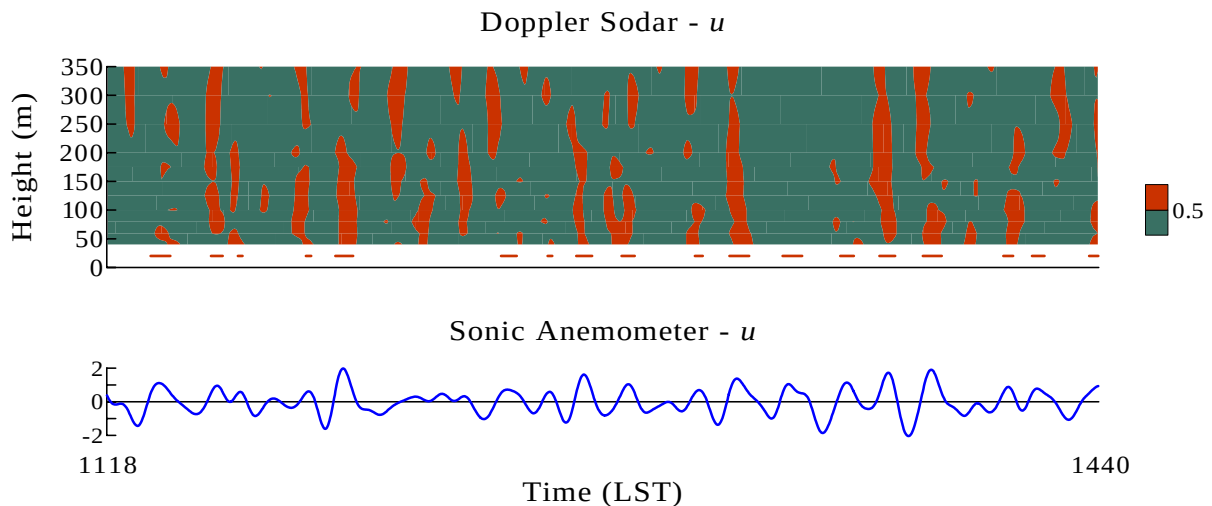


Fig. 4 Time-height cross section of wavelet coefficients for the streamwise velocity component in the horizontal plane (u) observed by Doppler sodar (upper figure), and a time series of wavelet coefficients for the same component of velocity measured by sonic anemometer (lower figure) on Dec. 8, 1998 at Shionomisaki. Red area denotes regions in which the wavelet coefficient is larger than the threshold value, and red bars denote periods in which the wavelet coefficient for sonic anemometer data at 20 m is larger than the threshold value

ウェーブレット係数に対するしきい値を変えると、抽出される強風の乱流構造の大きさ、すなわちドップラーソーダデータについてはその領域の広がり、超音波風速温度計データについてはその出現数と時間帯の長さに変化する。超音波風速温度計による平均流方向風速成分に対するウェーブレット係数について、しきい値を変えた時の強風の乱流構造の出現数の変化を Fig. 5 に示す。しきい値を増加させていくと強風の乱流構造の出現数が減少していくが、値 0.5 より上で少しその出現数の減少の度合いが急になる傾向が見られる。

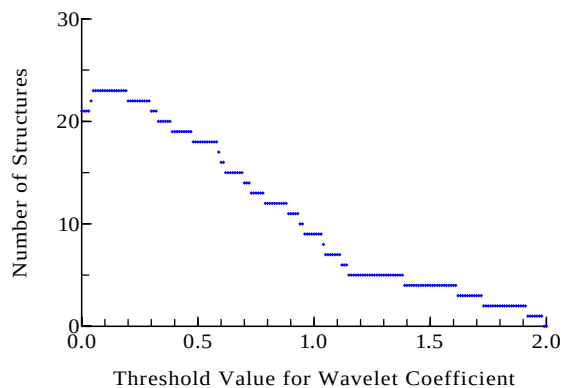


Fig. 5 Variation of number of high-speed turbulence structures with the threshold value for wavelet coefficient in the case on Dec. 8, 1998 at Shionomisaki

強風の乱流構造の出現の様子は、これまで乱流境界層についての室内実験で示されてきたバースト現象を想起させる。このバーストについては、出現時間間隔が重要なパラメータとして考えられている。その出現時間間隔 (T_B) を主流速度 (free stream velocity, U_∞) と境界層厚さ (δ) により無次元化した無次元時間間隔 ($U_\infty T_B / \delta$) の値として、例えば Rao et al. (1971) は、彼ら自身とこれまでの他の実験結果から 5 前後の値を得ている。

超音波風速温度計のデータに対するウェーブレット係数から決めた強風の乱流構造は、全時間 (202 分) 中で 18 回出現し、平均出現時間間隔 (T_S) は約

670 秒となる。これから無次元時間間隔 (T_N) をドップラーソーダの高度 350m での平均流方向風速成分についての平均値 (U_∞ とする) と大気境界層の厚さ (δ) から求めると次のような値となる。

$$T_N = U_\infty T_S / \delta = 3.3 \quad (1)$$

次に、信楽での 2001 年 12 月 10 日における観測例についての解析結果を示す。この時、大気境界層の厚さは、下部対流圏レーダーによるエコー強度の測定からその平均厚さとして 1.0km と見積もられる。

潮岬におけるのと同様に、強風域による乱流構造の大気境界層における全体的な様相を調べるために、風向風速計、ドップラーソーダ、および下部対流圏レーダーの平均流方向風速成分に対して連続ウェーブレット変換を施し、時間スケール 240 秒のウェーブレット係数が 0.5 以上の時間帯を強風の乱流構造として抽出する (Fig. 6)。

なお、下部対流圏レーダーで測定されるオリジナルのデータは、水平方向について東向きと北向きの風速成分であり、どちらかに欠測があると、平均流方向の風速成分を求めることができない。そこで、地上 17m の風向風速計による平均風向が北風に近いことから、北向き風速成分の正負を逆にして平均流方向風速成分 (u) の近似値として使用し、データの欠測についても内挿して補完している。Fig. 6 において、下部対流圏レーダー (上図) とドップラーソーダ (中図) のデータに対するウェーブレット係数から決めた強風の乱流構造 (赤色の領域) と風向風速計のデータに対するウェーブレット係数 (下図) から決めた強風の乱流構造 (ドップラーソーダのデータについての時間高度断面図の下方の赤線) を示す。ここでは、下部対流圏レーダーにより、大気境界層上部にもドップラーソーダによる観測と同様な強風の乱流構造が存在することが示される。

風向風速計のデータに対するウェーブレット係数から決めた強風の乱流構造について、無次元時間間隔 (T_N) を求めると $T_N = 6.1$ となり、潮岬での 1998 年 12 月 8 日の例よりやや大きな値となる。また、もう一つの信楽における観測例 (2001 年 12 月 15 日) については $T_N = 6.5$ という値が得られる。

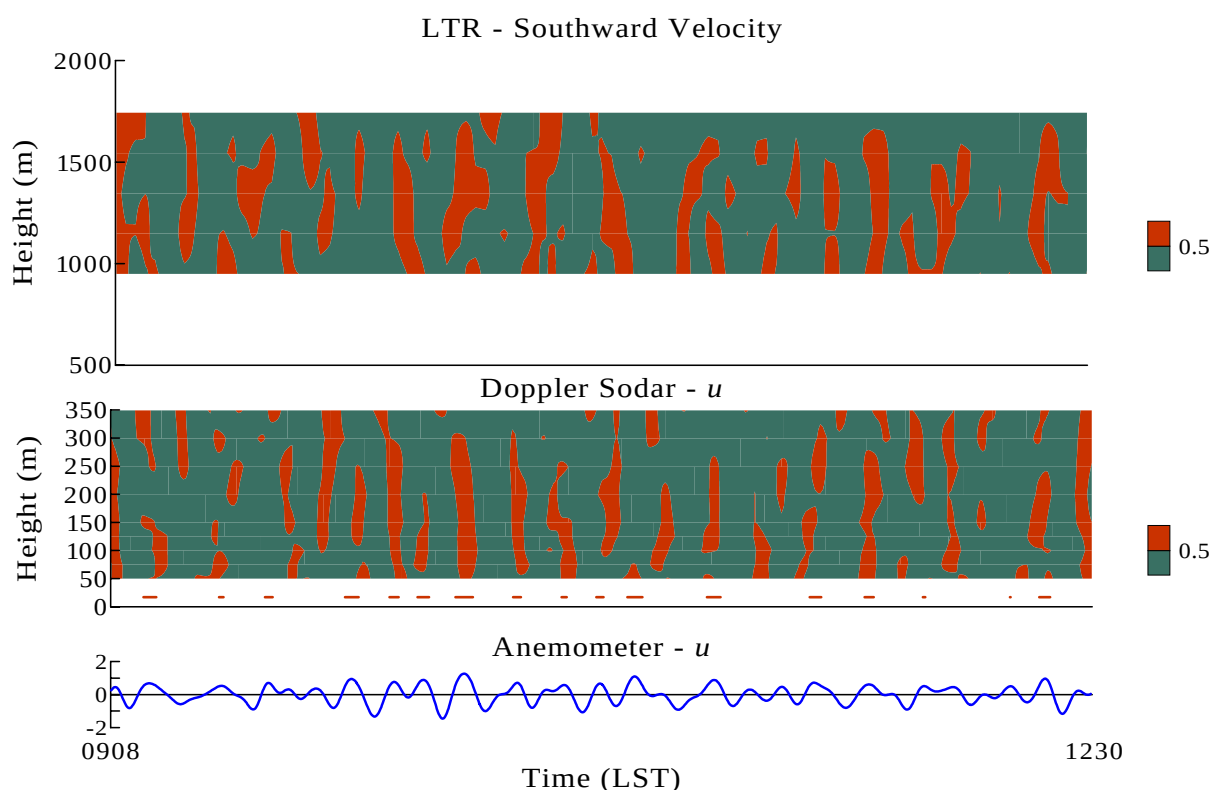


Fig. 6 Time-height cross sections of wavelet coefficients for the streamwise velocity component in the horizontal plane observed by LTR (upper figure) and Doppler sodar (middle figure), and a time series of wavelet coefficients for the same component of velocity measured by anemometer with wind vane (lower figure) on Dec. 10, 2001 at Shigaraki. Red area denotes regions in which the wavelet coefficient is larger than the threshold value, and red bars denote periods in which the wavelet coefficient for anemometer data at 17 m is larger than the threshold value

次に、強風の乱流構造による運動量輸送への寄与について調べる。平均流方向風速成分 (u) と鉛直方向風速成分 (w) の各変動成分から求められる $u'w'$ 値の平均は乱流変動から生じる応力 (レイノルズ応力), すなわち運動量の鉛直輸送量 (フラックス) に対応している。なお、平均的に風速は上空の方が強く、運動量は下方へと輸送されている。

潮岬における 1998 年 12 月 8 日の観測例について、ウェーブレット係数がしきい値以上となる強風の乱流構造中での $u'w'$ 値の平均を全解析時間での平均値と比較したのが Fig. 7 である。ドップラーソーダ各高度での平均流方向風速成分に対するウェーブレット係数と超音波風速温度計の平均流方向風速成分に対するウェーブレット係数の二通りを基準にしている。この日の観測では高度 200m より上の高度について鉛直方向風速成分に異常値が多く見られたので、高度 200m までのデータについて解析を行っている。図に示すように、ウェーブレット係数がしきい値以

上となる強風の乱流構造中では、運動量輸送に対応する $u'w'$ 値の平均がドップラーソーダのデータを基準にした場合で各高度で 1.1~2.4, 超音波風速温度計のデータを基準にした場合で 1.2~2.0 の比率で全解析時間についての平均値より大きくなっている。

潮岬における 1998 年 11 月 17 日の観測例については、超音波風速温度計のデータを基準にした場合はっきりとした $u'w'$ 値の差が見られないが、ドップラーソーダのデータを基準にした場合は、強風の乱流構造中における $u'w'$ 値の平均が各高度で 1.2~2.5 の比率で全解析時間についての平均値より大きくなっている。

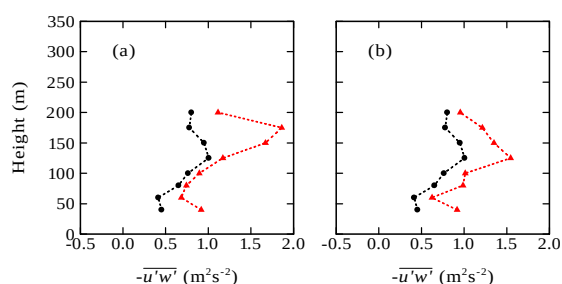


Fig. 7 Comparisons between average values of $u'w'$ in high-speed turbulence structures ($\blacktriangle$) and overall average values for the entire analyzed period ($\bullet$) on Dec. 8, 1998 at Shionomisaki. (a) Based on regions delineated by Doppler sodar. (b) Based on periods determined by sonic anemometer

潮岬についてと同様に、信楽における 2001 年 12 月 10 日の観測例について、ウェイブレット係数がしきい値以上となる強風の乱流構造中での $u'w'$ 値の平均を全解析時間での平均値と比較したのが Fig. 8 である。同じくドップラーソーダ各高度での平均流方向風速成分に対するウェイブレット係数と風向風速計の平均流方向風速成分に対するウェイブレット係数の二通りを基準にしている。結果を見ると、やはりウェイブレット係数がしきい値以上となっている強風の乱流構造中では、運動量輸送に対応する $u'w'$ 値の平均が 2 倍程度まで大きくなっていることが分かる。

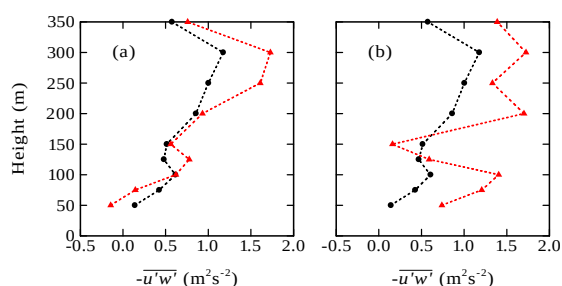


Fig. 8 Comparisons between average values of $u'w'$ in high-speed turbulence structures ($\blacktriangle$) and overall average values for the entire analyzed period ($\bullet$) on Dec. 10, 2001 at Shigaraki. (a) Based on regions delineated by Doppler sodar. (b) Based on periods determined by anemometer with wind vane

3.3 イジェクション、スウィープの乱流運動による運動量輸送への寄与

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の正負により乱流変動を四象限に分類して考える。すなわち、第 1 象限 ($u' \geq 0, w' \geq 0$)、第 2 象限 ($u' < 0, w' \geq 0$) (イジェクションと呼ばれる)、第 3 象限 ($u' < 0, w' < 0$)、第 4 象限 ($u' \geq 0, w' < 0$) (スウィープと呼ばれる) に分類する。

平均的に見て地表近くに比べて上空の方が風速は強く、運動量輸送は下向きであるが、各象限で $u'w'$ の値を考えると、その値が負である場合、上空から下方に向かっての運動量輸送に寄与することになる。それに対応する乱流運動はイジェクション (低速流の上昇運動) とスウィープ (高速流の下降運動) であり、ここでは、これらによる運動量輸送への寄与を検討する。

Fig. 9 は、潮岬における 1998 年 12 月 8 日の観測例について、ドップラーソーダによる $u'w'$ 値を各象限に分けて積算し、それを高度 40m での全象限による積算 $u'w'$ 値で規格化して、各象限の乱流運動による運動量輸送への寄与を示したものである。ほぼ同程度である最下層 (高度 40m) を除いて、スウィープによる寄与の方がイジェクションによる寄与よりも少し大きいことが分かる。同様の結果は、同じ潮岬における 1998 年 11 月 17 日の例でも見られる。

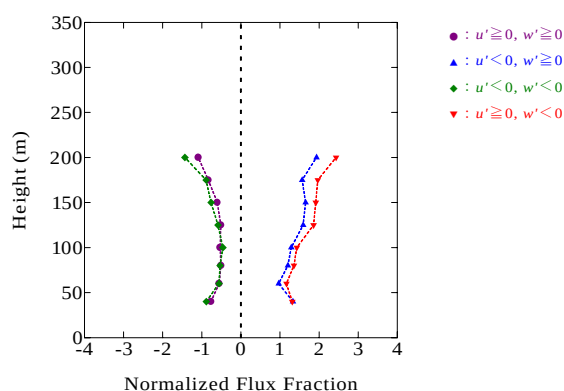


Fig. 9 Profiles of flux fraction of each quadrant by Doppler sodar on Dec. 8, 1998 at Shionomisaki. Values are normalized with respect to total $u'w'$ at the lowest level

一方、信楽での 2001 年 12 月 10 日における観測例についての解析結果を Fig. 10 に示す。信楽においてはドップラーソーダの最も低い測定高度 (50m) での全象限積算 $u'w'$ 値がそれより上空よりかなり小さくなっており、測定地周辺の地形によって影響されていることが考えられるため、測定高度 75m での全象限積算 $u'w'$ 値により規格化を行っている。そして、この図に示すように、スウィープによる寄与はイジェクションと同程度であるという結果が得られる。また、信楽での 2001 年 12 月 15 日における観測例でも同様の結果が得られる。

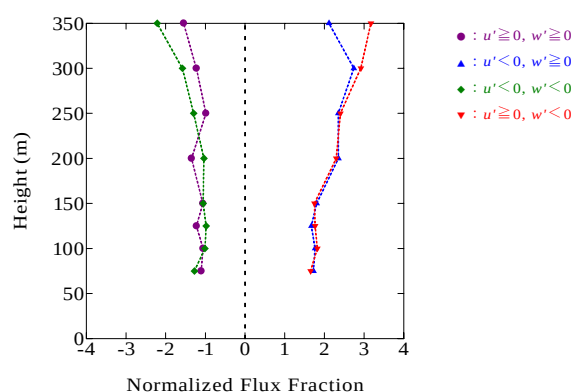


Fig. 10 Profiles of flux fraction of each quadrant by Doppler sodar above 75 m on Dec. 10, 2001 at Shigaraki. Values are normalized with respect to total $u'w'$ at a height of 75 m

観測によるこれらの結果は、イジェクションによる運動量輸送の方が卓越するというこれまでの数値実験 (Lin et al., 1996; 堀口ら, 2003) による結果とは異なっている。その理由は今回の研究からだけでは明白でない。観測でのドップラーソーダの測定時間間隔が潮岬で 20 秒、信楽で 30 秒と比較的長いことが影響していることも考えられるが、大きな規模の乱流構造の影響という観点からの検討を行う。

潮岬での 1998 年 12 月 8 日の観測例から、パート 1 の一部の時間帯について、ドップラーソーダ平均流方向風速成分についての時間高度断面図と共に、

超音波風速温度計による (水平面内) 平均流方向風速成分、およびスウィープとイジェクションによる $u'w'$ 値の時間変化を示す (Fig. 11)。なお、ここでの $u'w'$ 値については、平均流方向が水平面より傾いている場合も考慮した解析を行っている。この図を見ると、ドップラーソーダによる上空の強風域 (例として破線の楕円で示す) と対応して地表近くでスウィープの乱流運動が現れていることが分かる。スウィープによる運動量輸送のうち、時間としては解析時間の 25% を占める強風の乱流構造中におけるものは 53% にあたり、強風の乱流構造とスウィープの乱流運動との強い関連性を示唆している。

以上のことから、大気境界層では、大きな規模を持った強風の乱流構造が運動量輸送に重要な役割を演じており、それが高速流の下降運動であるスウィープの乱流運動による運動量輸送への寄与としても現れることが考えられる。

4. おわりに

潮岬風力実験所と信楽 MU 観測所において大気境界層乱流の観測を行った結果についての解析のまとめを記述した。

ウェイブレット解析を用いて、下降する強風 (高速流) 域による乱流構造が示された。これは、これまで乱流境界層に対する実験により調べられてきた組織構造に対応するものと考えられる。

時間スケール 240 秒のウェイブレットにより抽出された大きな規模の強風 (高速流) の乱流構造による運動量輸送への寄与は、平均的な値に比べて 2 倍程度まで大きいことが示された。また、イジェクション (低速流の上昇運動) とスウィープ (高速流の下降運動) の乱流運動による運動量輸送を調べると、スウィープによる寄与がイジェクションによる寄与より大きい、あるいはそれと同程度であることが示され、このことと強風の乱流構造との関連が示唆された。

以上のことは、大気境界層乱流中で組織構造の一形態として現れていると考えられる比較的大きな規模の強風の乱流構造が大気境界層全体の流れとその構造に大きな役割を果たしていることを示している。

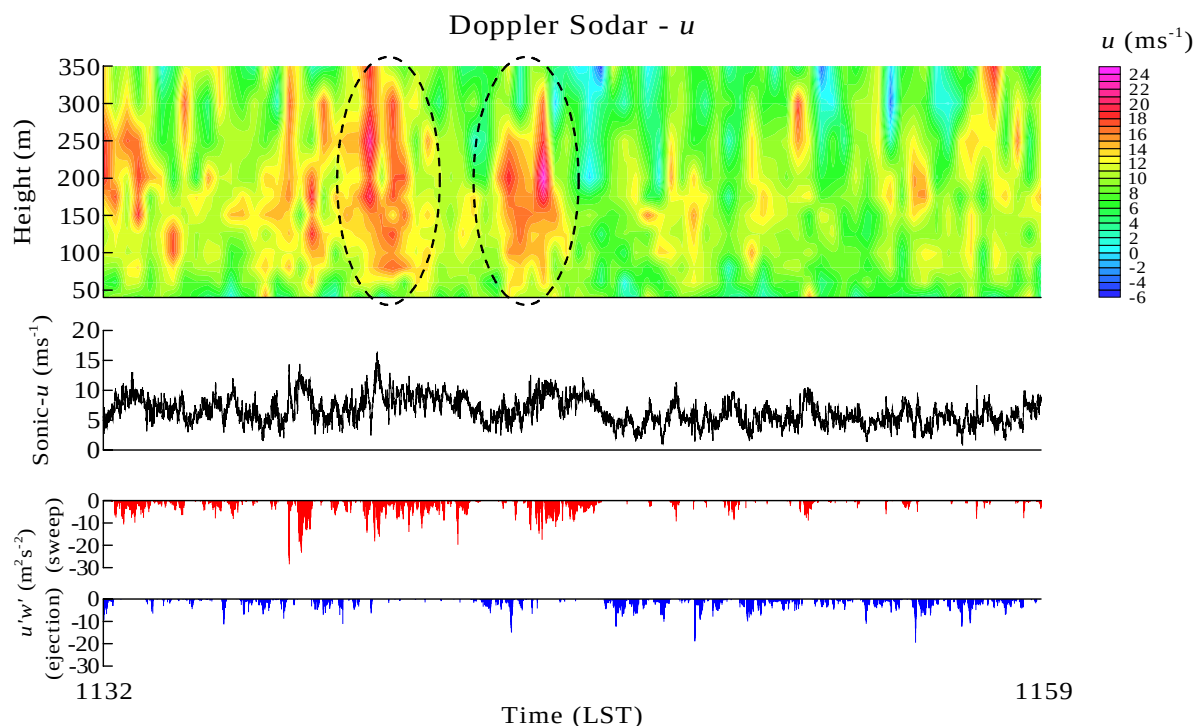


Fig. 11 Time-height cross section of the streamwise velocity component observed by Doppler sodar (upper figure), and a time series of the same component of velocity measured by sonic anemometer (middle figure) from 1132 to 1159 LST on Dec. 8, 1998 at Shionomisaki. Instantaneous $u'w'$ values for ejection and sweep motions based on sonic anemometer data are also shown (lower figures). Dashed ellipses denote typical large-scale regions of high-speed velocity

謝 辞

観測に際して、潮岬風力実験所と生存圏研究所(当時は宙空電波科学研究センター)の方々、(株)カイジョーソニック伊藤芳樹代表取締役専務に御協力と御援助をいただいた。また、信楽における観測は、文部科学省科学研究費補助金基盤研究(C)「大気境界層における乱流の空間構造とその時間発展に関する研究」(課題番号 13640437)の援助を受け実施された。ここに記して謝意を表する。

参考文献

堀口光章・林 泰一・植田洋匡(2003): 中立成層状態の大気境界層における組織的乱流構造(第2報), 京都大学防災研究所年報, 第46号B, pp. 469-477.
Corino, E.R. and Brodkey, R.S. (1969): A visual investigation of the wall region in turbulent flow, Jour. Fluid Mech., Vol. 37, pp. 1-30.

Gao, W., Shaw, R.H. and Paw U, K.T. (1989): Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy, Boundary-Layer Meteorol., Vol. 47, pp. 349-377.
Hayashi, T. (1992): Gust and downward momentum transport in the atmospheric surface layer, Boundary-Layer Meteorol., Vol. 58, pp. 33-49.
Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A. and Runstadler, P.W. (1967): The structure of turbulent boundary layers, Jour. Fluid Mech., Vol. 30, pp. 741-773.
Lin, C.-L., McWilliams, J.C., Moeng, C.-H. and Sullivan, P.P. (1996): Coherent structures and dynamics in a neutrally stratified planetary boundary layer flow, Phys. Fluids, Vol. 8, pp. 2626-2639.
Rao, K.N., Narasimha, R. and Badri Narayanan, M.A. (1971): The 'bursting' phenomenon in a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 48, pp. 339-352.

Observations of Turbulence Structures in the Nearly Neutral Atmospheric Boundary Layer

–Summary of the Analysis–

Mitsuaki Horiguchi, Taiichi Hayashi and Hiromasa Ueda*

* Acid Deposition and Oxidant Research Center

Synopsis

Turbulence structures in the nearly neutral atmospheric boundary layer observed at Shionomisaki and Shigaraki are analyzed. Using the method of integral wavelet transform, the pattern of the descending high-speed turbulence structure is depicted. Essentially this structure is a kind of coherent structure which has been shown previously in experiments for the turbulent boundary-layer flows. High-speed turbulence structures with long time scales make a large contribution to downward momentum transfer. Quadrant analysis of turbulent motion reveals that the sweep motion (high-speed downward motion) plays an important role in momentum transfer. This result of quadrant analysis is probably related to the large-scale high-speed turbulence structures.

Keywords: atmospheric boundary layer, turbulence, coherent structure, momentum transfer