

大気境界層における乱流構造 —気象研究所気象観測鉄塔（つくば）による観測—

堀口光章・林 泰一・足立アホロ*・小野木 茂*

* 気象庁気象研究所

要 旨

安定度が中立に近い大気境界層における乱流構造について、これまで潮岬と信楽で観測を行ってきたが、長期間にわたるデータの解析を行うためにつくば市にある気象研究所気象観測鉄塔（高さ213m）での観測データを使用した。ここでは、6高度に三次元超音波風速温度計が設置されている。中立に近い観測例で100秒程度の時間スケールを持った強風域の乱流構造が見られ、それは鉛直方向にかなりの拡がりを示している。また、最下層（高度10m）を除いて、イジェクション（低速流の上昇運動）による運動量フラックスへの寄与の方がスウィープ（高速流の下降運動）より大きい。

キーワード：大気境界層，乱流構造，気象観測鉄塔，イジェクション，スウィープ

1. はじめに

接地層の安定度が中立に近い場合を対象として、大気境界層における乱流構造について調べてきている（堀口ら，2007）。大気境界層では、流れが速く、その空間スケールも大きくて非常に大きなレイノルズ数となっている。ここでの乱流の状態、特に組織構造（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）と呼ばれるような乱流の構造の様相を調べることは、熱や運動量の輸送などを考える上で重要である。

組織構造は、室内実験などにより、境界層流れや管内流の乱流中に存在することが示された構造であり、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調べられてきている（Kline et al., 1967; Corino and Brodkey, 1969 など）。

これまで潮岬と信楽で観測を行ってきたが、これらの場所は周囲があまり平坦ではなく、使用したドップラーソーダによっては詳細な風速変動をとらえることが困難であり、また観測期間も短かった。そこで、周囲が比較的平坦で典型的な大気境界層を対象とした観測が可能であり、詳細で、かつ長期間にわたる測定がなされてきた気象研究所気象観測鉄塔

（高さ 213m）（茨城県つくば市）での観測データを解析する。

2. 潮岬と信楽での観測の概要

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）において 1998 年 11, 12 月に行った観測と、京都大学生存圏研究所信楽 MU 観測所（滋賀県甲賀市）において 2001 年 12 月から 2002 年 3 月にかけて行った観測により、比較的大きな時間スケールを持った下降する強風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た。

また、平均流方向と鉛直方向の風速成分による乱流変動の四象限分類について、スウィープ（高速流の下降運動）による運動量フラックスへの寄与の方がイジェクション（低速流の上昇運動）よりやや大きい例が示された。これについて、スウィープによる運動量フラックスへの寄与が大きいことと強風域の構造とは関連が深いことが示唆された。

3. 気象観測鉄塔での観測とデータの概要

気象研究所気象観測鉄塔は高さ 213m で、1975 年に建設された気象観測用の鉄塔である。北方約 20km に標高 876m の筑波山が位置しているが、それより近傍の地形は比較的平坦であり、大気境界層観測に適している。周囲の建物としては、気象研究所本館（高さ約 41m）が鉄塔の北東約 250m にあるので、その風向の場合には観測される風に影響があるものと思われる。

鉄塔の構造は一边が 4m の正三角形で、支線式であり、塔の端から 6m 突き出た水平支柱の先端に測定器が設置できるようになっている（花房ら, 1979）。

観測については、鉄塔の 6 高度（10, 25, 50, 100, 150, 200m）に設置された三次元超音波風速温度計によりサンプリング周波数 10Hz で乱流測定がなされている。なお、鉄塔による影響を避けるため、三方向に伸ばされた各水平支柱の先端にそれぞれ同じ測器を設置、高度 213m の鉄塔頂部に設置された二次元超音波風速計により測定される風向により切替えてデータが収録されている。さらに、平均的气象要素の測定のために、各高度にプロペラ型風向風速計、白金抵抗温度計、容量型湿度計が設置され、測定値が記録されている。

建設以降、観測が継続されてきたが、今回は 1999 年から 2002 年にかけて収録されたデータを調べている。

4. 観測例の解析

4.1 強風域による乱流構造

観測の解析において、乱流統計量の扱いの時の平均化時間を30分としてデータはこの時間ごとに処理する。そして、高度25mでの超音波風速温度計による乱流測定と白金抵抗温度計による平均気温測定からMonin-Obukhov安定パラメータ (z/L , z は測定高度, L はObukhovの長さ) を求め、観測時の安定度の指標として使用する。また、平均流方向を25m高度の風について求め、その他の高度における平均流方向風速成分 (u) もこの25m高度における平均流方向についての速度成分をとることとする。

安定度が中立に近い場合の観測例（2000年2月28日 13時30分～14時30分）を示す。この時のMonin-Obukhov安定パラメータの値は、13時30分～14時において-0.06, 14時～14時30分においては-0.07であり、昼間であることもありやや不安定側の値ではあるが、中立に近い条件であった。また、高度25mにおける平均風速と風向は、13時30分～14時において風速6.2m/s, 風向187度, 14時～14時30分においては風速4.9m/s, 風向193度で、ともに研究所本館の影響がないと思われる南寄りの風であった。

まず、13時30分～14時の時間帯において、超音波風速計による各高度での平均流方向風速成分 (u) の時間変化を見ると (Fig. 1), 100秒程度の比較的長い時間スケールの風速変動 (図中、赤色の矢印で強風域の例を示す) が、鉛直方向に同じような時刻に現れている様子が見える。これより短い時間スケールの変動は、鉛直方向での同時性が低くなる。

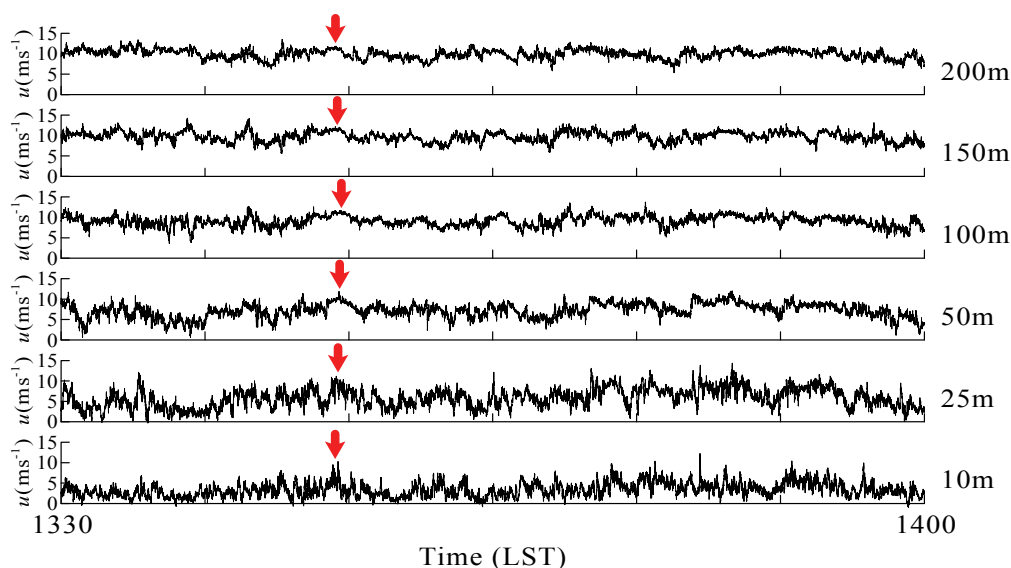


Fig. 1 Time series of streamwise velocity component (u) observed by sonic anemometers at each levels from 1330 to 1400 LST on Feb. 28, 2000 at the meteorological tower of MRI in Tsukuba. Red arrows denote typical regions of high-speed velocity

Fig. 2は、同じ日（2000年2月28日）の引き続く30分間（14時～14時30分）における超音波風速計平均流方向風速成分（ u ）の時間変化である。この時間帯でも、鉛直方向に広がった比較的長い時間スケールの風速変動が見られる。

13時30分～14時の時間帯での平均流方向風速成分（ u ）に対して、スケールのごく小さな変動成分を除き、

また図の作成を容易にするため80個ずつのブロック平均を施してから時間高度断面図を作成すると（Fig. 3）、鉛直方向への強風域の広がりの様子がよくわかるようになる。ただし、もともとの測定は200mまでに6高度のみであり、鉛直方向には飛び飛びのデータしかないところから内挿して時間高度断面図を作成しているの、注意が必要である。

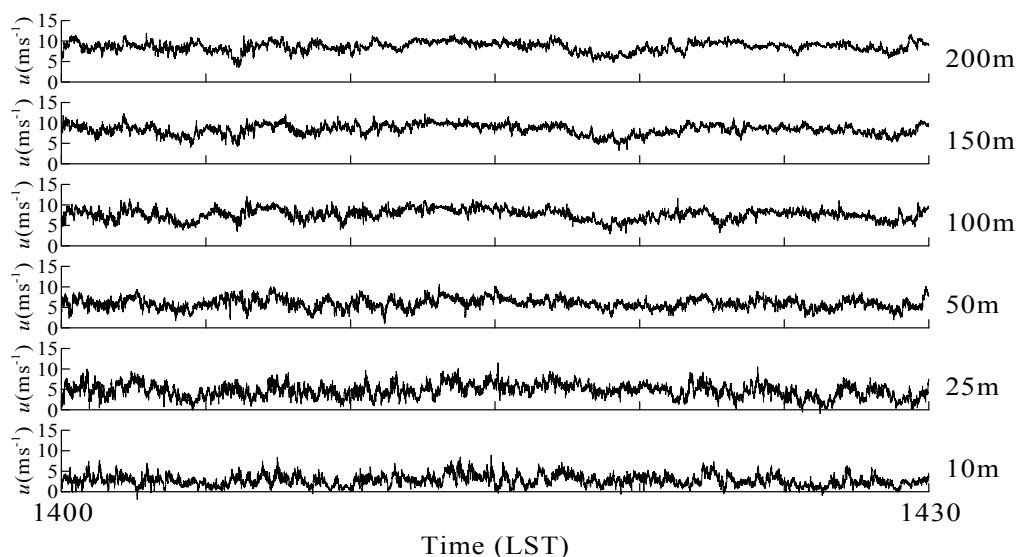


Fig. 2 Time series of streamwise velocity component (u) observed by sonic anemometers from 1400 to 1430 LST on Feb. 28, 2000

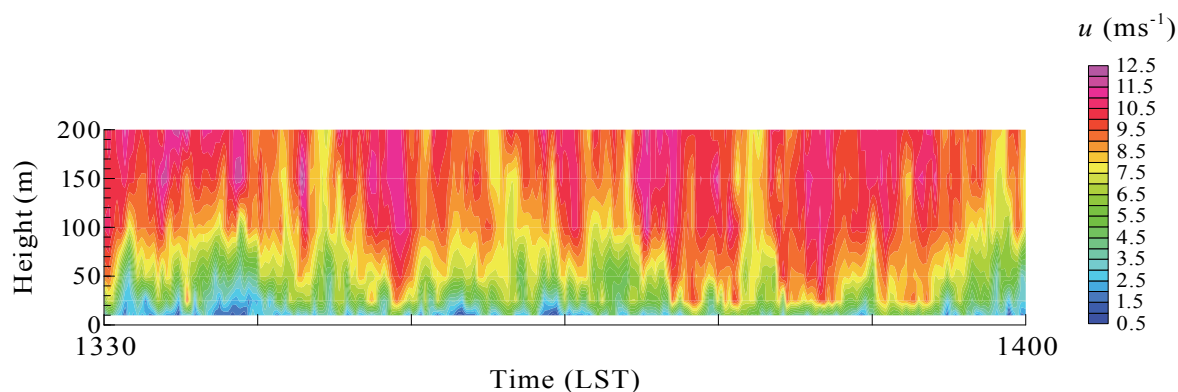


Fig. 3 Time-height cross section of streamwise velocity component from 1330 to 1400 LST on Feb. 28, 2000

風速変動領域の構造が良くわかるように、30分間の平均時間について、平均流方向風速成分(u)の変動成分 u' をその標準偏差 σ_u で規格化した値を求める。そして、Fig. 3の場合と同様に、スケールのごく小さな変動成分を除き、また図の作成を容易にするために80個ずつのブロック平均を施し、この値について

の時間高度断面図 (Fig. 4) を作成する。Fig. 5はこの日の引き続く30分間 (14時~14時30分) のデータに対する図である。

このような処理を施すと、高度200mまで広がった強風域の乱流構造が断続的に現れている様子がわかる。

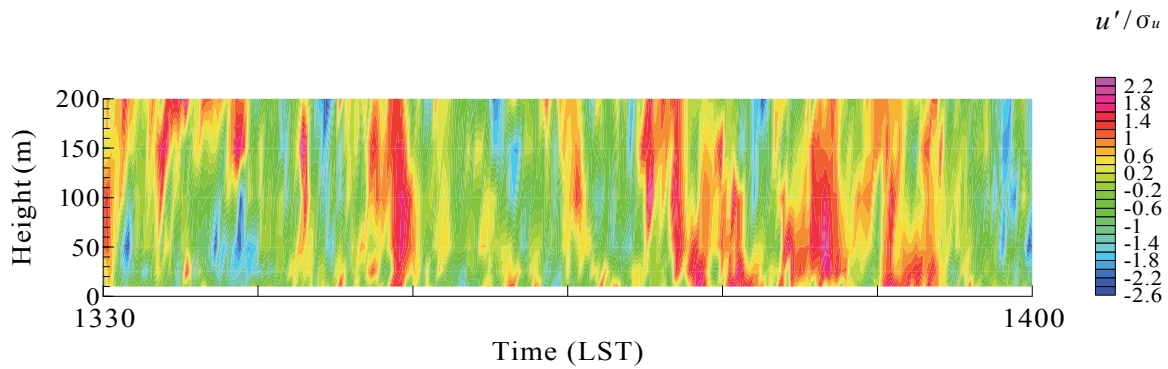


Fig. 4 Time-height cross section of fluctuations of the streamwise velocity component, normalized with respect to the standard deviation, from 1330 to 1400 LST on Feb. 28, 2000

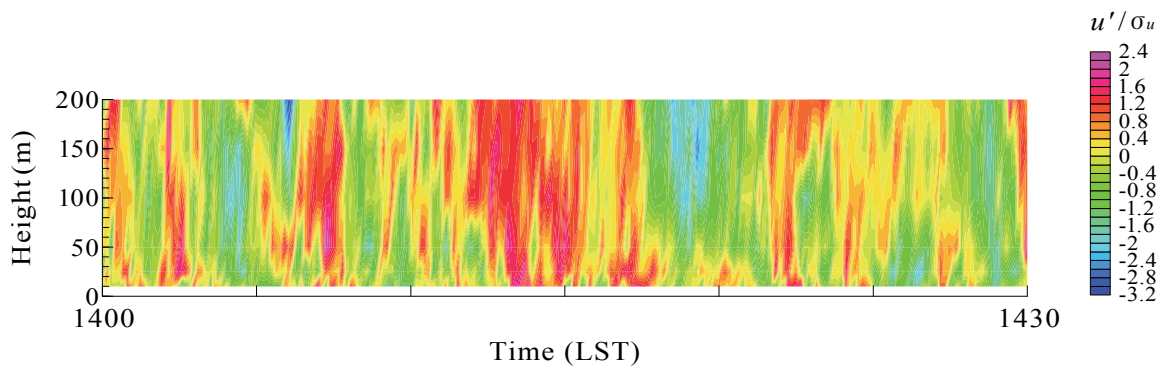


Fig. 5 Time-height cross section of fluctuations of the streamwise velocity component, normalized with respect to the standard deviation, from 1400 to 1430 LST on Feb. 28, 2000

特定のスケールを持った風速変動を抽出するために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を行い、特に強風のイベントを抽出することとする。実際には、30 分間での平均値からの変動成分 (u') を標準偏差 (σ_u) で規格化した値を作成し、さらにスケールのごく小さな変動成分を除くために 80 個ずつのブロック平均を施したデータに対してウェーブレット変換を行っている。また、ウェーブレットとしては、これまでの潮岬と信楽における観測結果の解析 (堀口ら, 2007) と同様に、次式 (1) に示す “Mexican Hat” 関数を使用する (変数 t に対する関数 g として示す)。

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

このウェーブレットの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することができる。今回は、ウェーブレットの時間スケールを160秒としている。

Fig. 6は、13時30分～14時30分におけるウェーブレット係数についての時間高度断面図である。ウェーブレット係数が正の値 (暖色系の色で示す) である時は平均的な風速より強い領域 (強風域)、負の値 (寒色系の色で示す) である時は平均的な風速より弱い領域 (弱風域) を示している。なお、観測時間

内の最初と最後の部分は、連続ウェーブレット解析におけるデータ処理の関係で係数が得られていない。

この解析により、比較的大きな時間スケールを持ち鉛直方向へ広がった強風域の構造が断続的に出現している様子が示される。この構造は、これまで潮岬と信楽において高度 350m 程度までのドップラーソーダ観測で示されたもの (堀口ら, 2007) と同様な構造であり、また、他のこれまでの観測による研究 (Gao et al., 1989) と同様な構造であると考えられる。

特に顕著な強風域としてウェーブレット係数が大きな値、例えばウェーブレット係数が0.6以上となる時間帯が出現する回数を高度25mのデータについて数えると解析期間 (2952秒) 中に5回出現しているので、出現時間間隔は平均として590秒 (約10分) となる。これをこの高度の平均流方向風速成分 (u) の解析期間での平均値5.6m/sを用いて空間間隔に変換すると約3300mとなる。

なお、周囲の地表面状況の参考として、高度10mでの平均風速と運動量フラックスの測定から風速高度分布が対数則を満たすことを仮定して粗度長 (z_0) を見積もると、13時30分～14時の時間帯のデータからは1.9m、14時～14時30分の時間帯については1.7mという値が得られる。

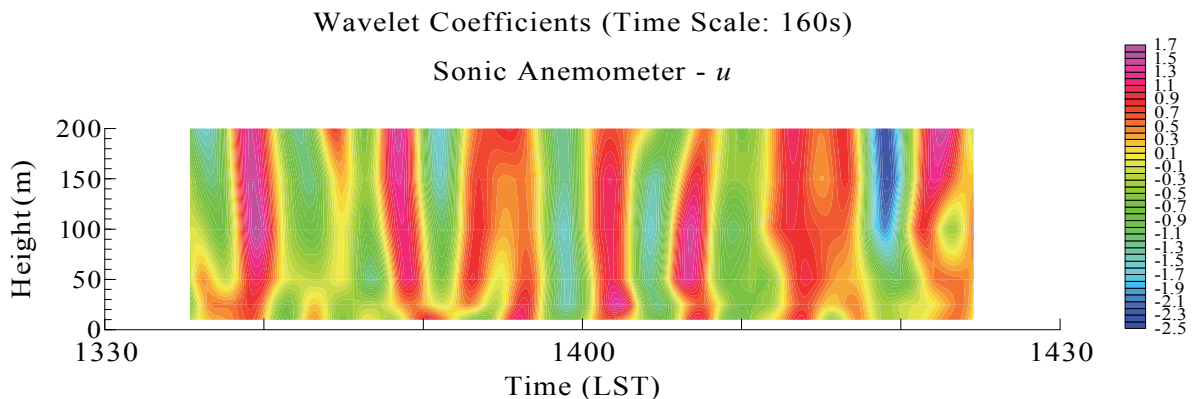


Fig. 6 Time-height cross section of wavelet coefficients for the streamwise velocity component, normalized with respect to the standard deviation, from 1330 to 1400 LST on Feb. 28, 2000

4.2 イジェクション、スウィープの乱流運動による運動量フラックスへの寄与

平均流方向 (u) と鉛直方向 (w) の風速成分について、その変動特性を乱流変動の四象限分類により検討する。四象限分類は、乱流変動をそれぞれの平均値からの変動成分の正負により、第1象限 ($u' \geq 0, w' \geq 0$)、第2象限 ($u' < 0, w' \geq 0$)、第3象限 ($u' < 0, w' < 0$)、第4象限 ($u' \geq 0, w' < 0$) に分類するものである。これらのうち、低速流の上昇運動である第2象限に位置する乱流運動をイジェクション、高速流の下降運動である第4象限に位置するものをスウィープと呼んでいる。

平均的に見て地表近く比べて上空の方が風速は強く、運動量の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フラックスに寄与することになる。それに対応する乱流運動がイジェクションとスウィープであり、ここでは、これらによる運動量フラックスへの寄与を比較する。

ここでは、前節と同じ2000年2月28日の例について、13時30分から14時30分までの1時間のデータをまとめて取り扱う。まず、乱流変動の状態が各象限に分類される時間の割合について見てみると、Fig. 7に示すように第1象限と第3象限である時に比べ、第2象限（イジェクション）と第4象限（スウィープ）である時の方がかなり多く、全体の時間の57～65%程度を占めている。また、イジェクションとスウィープを比較すると、スウィープの乱流運動である場合の方が高度25m以上ではイジェクションに対して1.1～1.3倍程度多い。そして、最下層（10m）についてのみ、イジェクションの方がスウィープに対して1.2倍多くなっている。

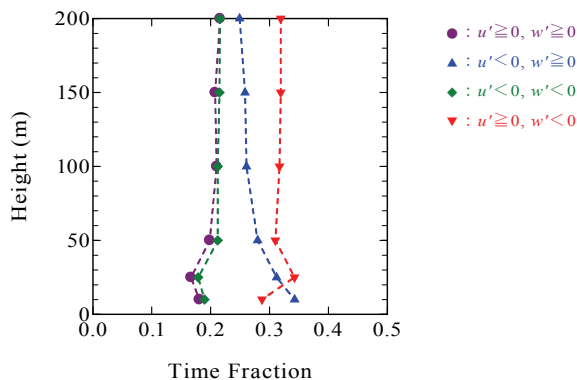


Fig. 7 Profiles of time fraction of each quadrant for the velocity fluctuation based on sonic anemometer data from 1330 to 1430 LST on Feb. 28, 2000

2000年2月28日13時30分～14時30分の例について、各象限に分類された時の $u'w'$ 値を積算し、高度25mでの全象限積算 $u'w'$ 値で規格化して示したのが Fig. 8 である。各象限での乱流変動によるレイノルズ応力（運動量フラックス）への寄与を示している。イジェクションとスウィープの乱流運動を比較すると、高度25m以上ではイジェクションによるレイノルズ応力への寄与の方が1.1から1.4倍程度大きくなっている。また、最下層（高度10m）では、逆にスウィープの寄与の方が1.3倍大きくなっている。高度25m以上において、時間の割合としてはイジェクションの方が少なかったのに、短い時間のうちに効率的に運動量を輸送していることになる。

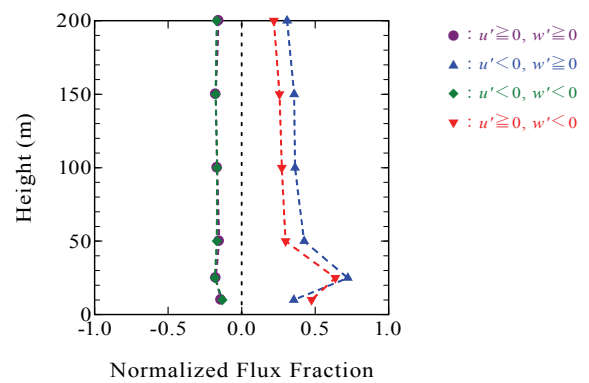


Fig. 8 Profiles of flux fraction of each quadrant for the velocity fluctuation based on sonic anemometer data from 1330 to 1430 LST on Feb. 28, 2000. Values are normalized with respect to total $u'w'$ at the 25m level

レイノルズ応力への寄与についてのこの結果は、イジェクションによる寄与の方が卓越するというこれまでの数値実験 (Lin et al., 1996, Drobninski et al., 2007) と同様な結果である。これまで報告してきた潮岬と信楽でのドップラーソーダによる観測では、イジェクションとスウィープによる運動量フラックスについて、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やや大きい、あるいはそれと同程度である例が示されている。

ドップラーソーダは20秒あるいは30秒ごとのサンプリングであり、必然的に大きな乱流構造による寄与のみを見ていることになる。観測でスケールの大きな乱流構造として下降する強風域が抽出されており、これが全体としてスウィープの乱流運動として働き、ドップラーソーダによる観測結果の解析では大きな寄与を示していることが考えられる。一方、超音波風速計による観測では小さなスケールの乱流変動による効果も全て含まれている。しかし、潮岬

や信楽での観測結果とこの気象観測鉄塔による結果の違いが、この理由のみによるのか、場所による違いなどもあるのかについては今後検討していく必要がある。

5. おわりに

今回は気象観測鉄塔による観測データより、中立に近い条件での観測ケースについてのデータ処理結果を報告したが、今後、多数のケースを解析し、また他の場所における観測結果とも比較検討して、乱流構造の性状について総合的な考察を進めていく予定である。

参考文献

花房龍男・藤谷徳之助・伴野 登・魚津 博 (1979) : 筑波研究学園都市に新設された気象観測用鉄塔施設, 気象研究所技術報告, 第3号, 50 pp.
堀口光章・林 泰一・植田洋匡 (2007) : 中立に近い安定度の気象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.
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.
Drobinski, P., Carlotti, P., Redelsperger, J.-L., Banta, R.M., Masson, V. and Newsom, R.K. (2007): Numerical and experimental investigation of the neutral atmospheric surface layer, Jour. Atmos. Sci., Vol. 64, pp. 137-156.
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.
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.

Turbulence Structure in the Atmospheric Boundary Layer –Observations by the Meteorological Tower of MRI in Tsukuba–

Mitsuaki HORIGUCHI, Taichi HAYASHI, Ahoro ADACHI* and Shigeru ONOGI*

* Meteorological Research Institute, Japan Meteorological Agency

Synopsis

Turbulence structures in the near-neutral atmospheric boundary layer have been investigated at Shionomisaki and Shigaraki. In order to analyze a large amount of data, we use the meteorological tower (213m tall) of Meteorological Research Institute (MRI) in Tsukuba. Three-dimensional sonic anemometer-thermometers were mounted at six levels of the tower. A near-neutral observation case shows high-speed turbulence structures with roughly estimated time scale of 100 s. These structures are rather extensive in the vertical direction. The contribution of ejection motion (low-speed upward motion) to momentum flux is larger than that of sweep motion (high-speed downward motion) except for the lowest level (10m).

Keywords: atmospheric boundary layer, turbulence structure, meteorological tower, ejection, sweep