論文

接地境界層中に置かれた2.4m立方体周りの気流・風圧性状 Wind and pressure fields around a 2.4m cube in the surface layer

丸山 敬^{*1}・谷口徹郎^{*2}・岡崎充隆^{*3}・谷池義人^{*4}
Takashi MARUYAMA, Tetsuro TANIGUCHI, Mitsutaka OKAZAKI, Yoshihito TANIKE

SUMMARY

This study presents the results of an experiment where a field measurement was arranged using a 2.4m cube located on the ground in the open area and a number of anemometers arrayed around it. The characteristics of approaching flows in the surface boundary layer were also observed with a 10m high tower. The turbulent quantity of the wind field and the pressure on a cube are described and the velocity-pressure correlations are discussed.

Keywords: surface layer, cube, natural wind, observation, velocity-pressure correlation

1. はじめに

耐風設計を行う場合、自然風による風荷重を正確に予測することは建設費の削減等経済面からだけでなく、安全上必要不可欠なものである。通常、風荷重は風洞実験や数値流体実験のデータを基に予測する場合が多いが、その際、接近流として自然風に近い気流性状を用いる必要がある。しかし、自然風の気流性状は必ずしも再現されているわけではなく、実験結果と自然風中で実際に生じる風圧にどのような差があるのかについても完全に明らかにされたわけではない。例えば、自然風中で見られる突風のような、風速や風向の急激な変化が生じる場合には強い局部風圧が発生するなど、実験で用いられる定常な乱流場では見られないような現象があることが明らかにされている（例えば Tamai ら¹⁾）が、風洞や計算機中にこれらの現象を再現することは難しく、建物の風荷重に対する影響も不明な点

が多いのが現状である。

一方、これまでに行われた自然風中における測定をみると、例えば Richards ら²⁾は接近風も同時に観測しているが、気流の乱流性状も詳しく解析し、風速と風圧の関連を調べた研究は少なく、それぞれ独自にその特性を調べたものが多いのが現状である。このため、風圧性状だけでなく、接近流の気流性状を同時に計測し、両者の関係を定量的に明らかにすることは、自然風中で実際に生じている風圧を予測するだけでなく、これまで求められた各種の観測および風洞実験の結果と、実際に生じる圧力との関係を議論する上でも貴重な資料になると考えられる。また、数値流体実験のように、建物周りの気流性状と圧力場を3次的に再現でき、その詳細を定量的に捉えることができる手法が実用可能となってきた現在においては、それらの結果と、自然風中の建物周りの流れ場との比較・検証

-
- * 1 京都大学防災研究所 助教授 工博
Associate Professor, Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Dr. Eng.
 - * 2 大阪市立大学大学院 講師 工博
Lecturer, Graduate School of Engineering, Osaka City University, Dr. Eng.
 - * 3 ㈱長谷工コーポレーション技術研究所 研究員
Researcher, Technical Research Institute, Haseko Corporation.
 - * 4 大阪市立大学大学院 教授 工博
Professor, Graduate School of Engineering, Osaka City University, Dr. Eng.

を行うことが必要である．さらに，数値実験を行う際に，流入境界における気流性状を設定するために必要となる気流のデータを蓄積することの重要性も高まっている．

以上のような要求に応えるため，野外の観測フィールドに模型を設置し，接地境界層中の自然風のもつ乱流特性と模型に加わる風圧特性の同時測定を計画した．その際，多くの建物は地面近くに建設され，風荷重は地面付近の接地境界層内の気流性状に大きく依存すること．また，実験結果との比較に際しては単純のため基本的な形状をもった物体のほうが良いと判断し，設置する模型は一辺 2.4m の立方体とした．これにより，接地境界層内の乱流特性と，接近流が立方体に加わる風圧に及ぼす影響を定量的に明らかにする．

2. 観測状況

2.1 配置

観測は Fig. 1 に示す大阪市此花区の埋め立て地，舞洲にある大阪市立大学舞洲耐風構造実験所の観測フィールドに設置された一辺 2.4m の立方体周りで行った．観測フィールドは Fig. 1, 2 に示すように一辺 30m の敷地で，東側は大阪市立野外活動センターに接し，高さ 5m 程度の樹木が植えられている．南側は更地が約 50m あり，その向こうに海がある．北側には海まで更地が約 400m 広がる．観測フィールドの西側は敷地境界から約 5m 離れて傾斜約 20 度の斜面があり約 2m 下がっている．その先には更地が約 150m 広がり海に接している．敷地内には Fig. 2, Photo 1 に示すように，高さ 10m の風速観測用の鉄塔と，一辺 2.4m の立方体，一辺 1m，高さ 5m の直方体，内圧測定用模型および観測小屋が配置されている．観測用鉄塔と立方体，直方体，内圧測定用模型の各辺は東西南北軸に沿うように配置され，観測用鉄塔は立方体の西側にそれぞれの中心で 12.5m 離れて配置されている．

2.2 風速の測定

今回の観測に先立ち，観測フィールドでは約 1 年前から風速の観測が鉄塔において行われた．その結果および大阪管区気象台の気象記録によると，本観測地点の卓越風向は北東と西である．北東風は春から秋にかけて，西風は冬季に多く，特に冬場の季節風はほとんどが西風であった．前述のように東側には野外活動センターがあり，樹木や建物，敷地付近に高低があるため，気流性状がそれらの影響を受けて変化する恐れが

Fig. 1 Location of observation field

Fig. 2 Observation field

Photo 1 Over view of the observation field

あること．冬季の季節風はある程度の時間一定方向から吹くことなどから，今回の観測では西側の季節風をターゲットとした．また，接近流および建物周辺の風速変動と建物に加わる風圧変動の関係を明らかにするため，立方体の風上・風下および屋根の上に風速計を設置し，立方体表面に設けた測定孔における圧力変動を同時計測できるようにした．

立方体は Fig. 3 のように一辺が東西に正対するように設置し，中心線上および西側に建てられた鉄塔上に

Fig. 3 Coordinates system and layout of anemometers around a cube

風速計を設置した。鉄塔には上から風車型風向風速計、三杯矢羽根風向風速計各1台と、残り6台の超音波風速計を Photo 1, Fig. 3 に示すように設置した。鉄塔上に鉛直方向に設置された風速計の中心軸は立方体中心を通る東西の鉛直面内にある。水平方向には東西方向に6本のポールを設け、地上 2.5m に6台、立方体屋根上に1台の超音波風速計を設置した。これにより、立方体の中心から西側 13m 地点で鉛直方向に5点、地上 2.5m で、水平南北方向に4点、さらに、立方体中心を通る地上 2.5m の測線上で8点の風速同時観測を行った。

Fig. 4 Pressure holes on the wall of cube

2.2 風圧の測定

風圧の測定は Fig. 4 に示すように立方体の表面に直径 20mm の穴を開け、内径 4mm、長さ 2m のビニールチューブを圧力センサーに導いて、立方体表面の圧力を測定した。測定位置は図に示すように西側壁面中央の鉛直方向に6点、屋根面中央から 15cm 北側にとった東西線上に8点、東側壁面中央の鉛直方向に4点の合計 18 点である。風速および圧力センサーからの出力は観測小屋に集められ、サンプリング周波数 10Hz で A/D 変換され、8192 個のデータが1つのファイルとしてハードディスクに記録された。圧力測定時の基準圧にはフィールド内観測鉄塔の下部に掘った穴の中の静圧をとっている。また、立方体表面には上記の測定孔以外にも合計 170 点の穴があげられており、一部の点の風圧も同時に計測した。

3. 接地境界層内の気流性状

3.1 各種統計量の変化

観測された風速変動の周波数特性は各風速計の応答

Fig. 5 Power spectrum density of wind fluctuations

特性により変化し、Fig. 5 に示すように頂部の風車型風向風速計および三杯矢羽根風向風速計では高周波数成分のパワーの低下が大きい。そこで、変動量の解析には $z=5\text{m}$ 以下に設置した超音波風速計の記録を用いることにした。

観測は 2001 年の 1 月から 3 月にかけて行われ、冬季の季節風時のデータが得られた。Fig. 6 a に示すように観測期間中の卓越風向は西風で、その場合に風速

Fig. 6 Variation of wind characteristics with wind directions at $z = 7.5\text{m}$

Fig. 7 Variation of wind characteristics with mean wind speed at $z = 7.5\text{m}$, wind direction from WSW to WNW

Fig. 8 Profiles of wind statistics

Fig. 9 Variation of power spectrum densities :

が高く、次に出現頻度が大きかったのが北東風であった。鉄塔の鉛直方向に取り付けられた 7.5 から 2.5m の風速計の観測データより求めた平均水平風速の鉛直分布をべき法則で近似すると、Fig. 6 b のように風向によって風速の分布形状は異なり、風向ごとの平均値でみると西風の方が北東風よりもべき指数の値が大きく、海側からのほうが陸側からよりも大きい結果となっている。ただし、陸側からの風は対応する平均風速が低く安定度の影響や、風上側には地面の起伏があるので、その影響が含まれると考えられる。乱れの強さは北東風の方が僅かながら大きな値をとり、自己相関係数を指数関数で近似し平均水平風速との積から求めた乱れのスケールは Fig. 6 d のように西風の方が大きな値が発生することが多かった。次に、 $z=7.5\text{m}$ で風速 10m/s 以上の風速の出現が多かった西南西から西北西の風についてみると、Fig. 7 a, b に示すようにべき指数、乱れの強さともに低風速でばらつく。このばらつきは風速の増加とともに小さくなり、高さ 7.5m における平均風速 7m/s 以上でほぼ一定になり、両方ともに風速の増加とともに僅かに減少する傾向が見

られた。乱れのスケールは Fig. 7 c のように平均風速とともに増加する傾向をもつものと、一定値を示すグループがみられた。今回の観測では平均風速 16m/s が最大であり、それ以上の風速での変化はわからないが、平均風速 14m/s 程度以上では乱れのスケールが大きくなるケースはなく、Fig. 7 d に示すように乱れの強さが大きいときにも乱れのスケールが大きくなることはなかった。 $z=10\text{m}$ における 10 分間の平均水平風速が 10m/s を超えるデータについて、それらの平均風速や乱れの強さ、乱れのスケール、突風率の集合平均をとり鉛直分布を求めると、Fig. 8 のようになる。

観測データはサンプリング周波数 10Hz で A/D 変換され、8192 個、819.2 秒のデータが 1 つのファイルとして保存されているが、これらのうち平均風向が西に最も近く風速の高いものの解析結果を以下に示す。なお、同様な条件のデータセットの集合平均を示すのがよいと考えるが、各データセットによって平均風向が微妙にずれ、Fig. 14, 15 のように風向が解析結果に現れるものについてはその影響が出る。本報では風向変化による影響については詳しく議論しないので、平均

Fig.10 Profiles of optimized values; A, C and Li in equation (1)

Fig.11 Profiles of cross correlation coefficients

風向が立方体の一辺に対して直角方向に最も近いデータセットの解析結果を1つだけ示すこととした。なお、幾つかのデータセットを解析した結果を見ると、平均風向の変化が小さいときには、各統計量に関して風向以外には明らかな変化はなく、今回示したデータセットの結果と有意な違いはなかった。

各風速成分のパワースペクトル密度 $S_i(f)$ を、周波数 f をかけた $f S_i(f)$ でみると、Fig. 9 に示すように高度が高くなるほどそのピークが低周波数側に移る。求めた $f S_i(f)$ の形状を、3Hz 以下で式(1)で近似し、その中に現れる係数A,Cおよび、スペクトルのピークを与える長さスケール L_i の最適値を求め Fig.10 に示す。

$$\frac{f S_i(f)}{\sigma_i^2} = \frac{A f L_i / \bar{u}}{\{1 + (f L_i / \bar{u})^2\}^C} \quad (1)$$

ここで、式(1)中 σ_i^2 は分散、 $\bar{u}$ は各測定点における x 軸方向の平均風速、下付 i は方向 1,2,3 を表し、それぞれ風向 (x 軸) 方向、風向直角水平 (y 軸) 方向、鉛直 (z 軸) 方向の成分を表す。

Fig.10 より、係数A,Cはu,v成分において、高さ5m 以下では高さ方向にほぼ一定、あるいは高さとともに少し増加し、Cの値は5/6に近い値をとる。w成分の係数は大きく変化するが、Fig. 9 に見られるとおり、地面近くではパワースペクトル密度の形状を求めるのに十分な周波数分解能が得られていないため、高周波数側までを十分に近似できていない。長さスケール

Fig.12 Streamwise variation of wind statistics at $z = 2.5\text{m}$

Fig.13 Streamwise variation of wind direction, length scale and optimized values; A, C and L1 in equation (1) at $z = 2.5\text{m}$

ル L_i は u 成分に比べて v, w 成分が小さくなっている。また、u 成分の長さスケール L_i は、Fig. 8 に示した自己相関係数から求めた流れ方向の乱れのスケールに比べて大きくなっている。

u, v および w 成分の変動風速 u', v', w' 間の相互相関係数の鉛直分布形状を Fig.11a に示す。 $\overline{u'v'}/\sigma_u \sigma_v$, $\overline{u'w'}/\sigma_u \sigma_w$ は負の値を、 $\overline{v'w'}/\sigma_v \sigma_w$ は正の値をとる。各変動風速成分の大きさを比較すると、Fig.11b に示すように σ_w^2 は σ_u^2 の 2~3 割程度、 σ_v^2 は σ_u^2 の 5~6 割程度となっている。

立方体風上における風向方向の同様な変化を Fig.12, Fig.13 に示す。各種統計量は立方体に近づくにつれてわずかに変化し、立方体から風下にかけて大きく変化している。u 成分の平均値が立方体風上側で流れ方向にわずかに減少し、乱れの強さが大きくなっている。ここでは分散でみても乱れは増加しているので、立方体によって流れがせき止められているだけでなく、境界層が発達していると考えられる。v 成分, w 成分に関する最大, 最小, 平均値, および、風向は立方体風上側でほとんど変化しない。乱れの強さは、流れ方向にわずかに増加しているが、u 成分の平均値に対する強度として求めているため、u 成分の平均値の流れ方

Fig.14 Vertical distribution of maximum cross-correlation coefficient and time lag when the cross-correlation coefficient takes its maximum value, reference point; $dx=0, z=2.5m$

向の減少の影響がでており、 v 成分、 w 成分の分散は立方体風上側でほとんど変化していない。さらに、パワースペクトル密度の形状を式(1)中の係数の値で評価すると Fig.13 に示すように u 成分は立方体風上側でほとんど変化は見られず、 v 成分では係数A,Cの値が立方体近くで減少している。なお、 w 成分に関してはA,Cのばらつきが大きい、前述のように良好なデータが得られていないためであると考えられる。一方、各風速成分間の相互相関係数、 u 成分の分散に対する v, w 成分の分散の割合、乱れのスケールは立方体風上側で流れ方向に減少している。また、立方体の屋根面上では、乱流特性が大きく変わり、その影響が風下側の相関や、乱れのスケールの値の変化に反映されている。ただし、立方体の 2.05m 風上までは各種統計量の変化が大きくないことから、模型の影響をあまり受けていないこともわかる。

3.2 接近流の風速変動の空間構造

次に、接近流の空間的な乱流構造を調べるために、超音波風速計による変動風速波形を用いて、各変動風速成分間の空間相関を求める。

Fig.15 Horizontal distribution of maximum cross-correlation coefficient and time lag when the cross-correlation coefficient takes its maximum value, reference point; $dx=0, z=2.5m$

(1) 流れ方向鉛直面内の空間相関

高さ 2.5m で東西に設置された測定点と、鉄塔に鉛直方向に設置された測定点間で求めた相関係数の最大値および相関係数が最大値をとる際の時間遅れ τ_{max} の流れ方向鉛直(xz)平面内の分布を Fig.14 に示す。図中の横軸 dx は測定点からみた観測鉄塔までの距離を示しており、縦軸 z は観測鉄塔の測定点の高さを示している。たとえば、測定点 $x=9.75, y=0, z=2.5m$ に対する観測鉄塔上の測定点 $x=y=0, z=5m$ の相関は、図中 $dx=-9.75, z=5m$ にプロットされている。Fig.14 a より u 成分の相関は流れ (x 軸) 方向に比べて鉛直 (z 軸) 方向に早く減少しており、鉛直方向への乱れの構造の変化が大きいことを示している。また、 τ_{max} は上空ほど小さくなっており、相関が高い乱れが通過する時刻は上空のほうが早く、乱れの流下速度が早いことがわかる。

v 成分の相関係数の最大値と τ_{max} の鉛直平面内の分布は Fig.14 b のようになり、相関は流れ方向に比べて鉛直方向に早く減少し、また、 u 成分よりも減少の度合いが大きい。 τ_{max} は上空ほど小さくなっており、上空ほど乱れの流下速度が早いことがわかる。

w 成分に関しては Fig.14 c のようになり、相関は流

れ方向に比べて鉛直方向に早く減少し、 u および v 成分よりも減少の度合いが大きい。 $\tau_{\max}$ は $z=2.5\text{m}$ 以外で上方、下方とも小さくなっている。ただし、 $z=1.25\text{m}$ および、 $dx \leq -9.75$ (風下側) では相関係数自体が非常に小さいため、それから求めた $\tau_{\max}$ の値にはかなりの誤差が含まれると考えられる。

以上の結果から、乱れをある大きさをもった渦と考え、その渦が変形しながら下流に流されているとすると、その変形のスピードは水平方向よりも鉛直方向のほうが大きく、また、上空のほうが流下速度が速いため、渦は斜め上空に引き延ばされるような変形を受けていると考えられる。さらに、 v および w 成分の空間方向の相関の変化は u 成分の変化に比べて大きく、急激に相関が低くなることから、 v および w 成分のもつ乱れのスケールが u 成分に比べてずっと小さく、早く変形していることを示している。 $z=2.5\text{m}$ において相関が最大値をとる時間遅れ $\tau_{\max}$ と、基準点からの距離から求めた乱れの流下速度は u, v, w 各成分において、それぞれ、平均水平風速の約 90, 90, 95% であった。

(2) 流れ方向水平面内の空間相関

u 成分の流れ方向水平 ($x-y$) 平面内の相関係数の最大値および $\tau_{\max}$ の分布は Fig.15 a のようになり、相関はおおまかにいって x 軸方向に高く、 y 軸方向に低い。流れ方向に相関が高い部分を結んだ軸は図中実線で示す平均風向の向きにほぼ一致している。これは、今回の解析に用いたデータは流れの平均風向ができるだけ西から東に向かう x 軸方向に近いものを選んではいないものの、正確には図中実線で示すように少し北よりの風向をもっており、その方向に相関が高くなることを示している。 $\tau_{\max}$ は全体として dx の負の方向、すなわち、風上側にいくにしたがって早くなり、相関係数の最大値をとる乱れの出現が早くなって、乱れが風下側に流下していることがわかる。このとき $dx \geq -7\text{m}$ では y 軸方向の差は少なく、それより風下側では図の左下方向で小さくなる。ただし、風下に行くほど立方体の影響が大きくなると考えられること、相関自体が非常に小さく、 $\tau_{\max}$ の特定にはかなりのばらつきがあることなどから、図の左下方向で $\tau_{\max}$ の値が小さくなることが何らかの特徴を示しているものであるかどうかは不明である。

v 成分の流れ方向水平面内の分布は Fig.15 b のように、 u 成分と同様に x 軸方向にくらべて y 軸方向に相関は低い。 x 軸方向の相関の減少は u 成分より大きい、 y 軸方向の減少は u 成分とほぼ等しく、 y 軸方向

の乱れの空間スケールが u 成分と v 成分でほぼ等しいことを示している。また、流れ方向に相関が高い方向を結んだ軸は図において左上に傾いており、図中に実線で示した平均風向の向きにほぼ一致している。 $\tau_{\max}$ は全体としては風上側にいくにしたがって早くなり、乱れが風下側に流下していることがわかる。また、 $\tau_{\max}$ は南側で小さくなっている。

w 成分の流れ方向水平面内の分布は Fig.15 c のようになり、相関係数は x 軸方向にくらべて y 軸方向に極端に小さくなる。 x 軸方向および y 軸方向の相関の減少は u, v 成分より大きく、 y 軸方向の乱れの空間スケールが u 成分と v 成分に比べて小さいことを示している。流れ方向に相関が高い方向は平均風向の向きにほぼ一致している。時間遅れ $\tau_{\max}$ は全体としては風上側に行くにしたがって早くなり、乱れが風下側に流下していることがわかる。相関が高い領域では $\tau_{\max}$ の分布は u や v 成分のそれとほぼ等しく、乱れの流下速度が u, v 成分とほぼ等しいことを示している。一方、相関が低い部分では $\tau_{\max}$ の決定自体があやふやになるので、ばらつきも大きくなっている。

Fig.16 Vertical distribution of maximum cross-correlation coefficient and time lag when the cross-correlation coefficient takes its maximum value, reference point: $dy=0, z=2.5\text{m}$

(3) 風向直角鉛直面内の空間相関

u 成分の風向直角鉛直面内の相関係数の最大値および時間遅れ $\tau_{\max}$ の分布は Fig.16 a のようになり、相関は $z=2.5\text{m}$ より上方では水平方向に比べて鉛直方向に高く、 $z=2.5\text{m}$ より下方では逆に水平方向の相関のほうが鉛直方向よりも高くなる。 $\tau_{\max}$ は上方にいくにしたがって早くなり、相関係数の最大値をとる乱れの出現が上空ほど早くなっている。

v 成分は Fig.16 b のようになり、相関は鉛直方向に比べて水平方向に高く、地面に近づくほど低くなる。

$\tau_{\max}$ は上方にいくにしたがって早くなり、相関係数の最大値をとる乱れの出現が上空ほど早くなっていることがわかる。図中 $dy = 2.5\text{m}$ における値は、観測鉄塔南側の高さ 2.5m の点と観測鉄塔中央鉛直方向に配置された高さ $1.25, 2.5, 5\text{m}$ の観測点との相関を示しており、この範囲、すなわち観測鉄塔の南側では $\tau_{\max}$ の値が $dy = 0$ よりも大きくなっている。一方、 $dy \leq 0\text{m}$ である観測鉄塔および北側にある観測点と観測鉄塔上の相関の $\tau_{\max}$ は水平方向の変化が少ない。

w成分の分布は Fig.16 c のようになり、相関は z 軸方向にくらべて y 軸方向に極端に低くなる。また、地面に近づくほど小さくなる。z 軸方向および y 軸方向の相関の減少は u, v 成分より大きく、y 軸方向の乱れの空間スケールが u, v 成分に比べて小さいことを示している。 $\tau_{\max}$ は相関が高い部分でほぼ 0、また、基準点との距離が離れると相関が急激に減少するので、 $\tau_{\max}$ の値の決定が困難になり、今回の観測結果においては水平、鉛直方向ともに 1.5m 程度以上離れた領域では $\tau_{\max}$ の値に関する議論ができない。

3.3 風向直角鉛直面内の相互スペクトル

ここでは観測鉄塔 ($x = 0\text{m}$) におけるデータを用いて風向直角鉛直 (yz) 面内の風速変動の相互スペクトルを調べる。各測定点間の相関および位相差を周波数 f ごとに変化で表すコヒーレンスとフェイズにより評価する。なお、コヒーレンス $coh(f)$ 、フェイズ $\theta(f)$ と相互スペクトル S_{ij} 、コスペクトラム K_{ij} とクワドラチュアスペクトラム Q_{ij} の関係は式以下に示すとおりである。

$$\text{コヒーレンス} : coh(f) = |S_{ij}(f)|^2 / S_i(f)S_j(f) \quad (2)$$

$$\text{フェイズ} : \theta(f) = \tan^{-1}\{Q_{ij}(f)/K_{ij}(f)\} \quad (3)$$

$$\text{相互スペクトル} : S_{ij}(f) = K_{ij}(f) + iQ_{ij}(f) \quad (4)$$

ここで、 i は虚数単位で $\sqrt{-1}$ である。

風速の各変動成分は鉛直面内である相関をもって分布しており、Fig.16 に示したように y z 平面内で水平方向および鉛直方向に変化する。これを式(2)の平方根であるルートコヒーレンスと式(3)のフェイズにより表すと、u, v, w 変動成分どうし、および同一地点において負の相関が高い u と w 変動成分についてそれぞれ Fig.17~19 のようになり、周波数が高いほど、

Fig.17 Horizontal variation of root coherence and phase shift between same velocity components at $x = 0, z = 2.5\text{m}$

Fig.18 Vertical variation of root coherence and phase shift between same velocity components at $x = y = 0\text{m}$

Fig.19 Spatial variation of root coherence and phase shift between u' and w' velocity components at $x = 0\text{m}$

Table 1 Optimized value of coefficients in equations (5)~(7)

lateral coherence						note
A _{1y}	A _{2y}	A _{3y}	p _{1y}	p _{2y}	p _{3y}	
14.4	4.4	13.3	0.77	0.53	0.68	present study, 2.5m, open land, ultra sonic
13.6	3.6	11.3	1.0	1.0	1.0	present study, fixing p _{iz} as 1.0
20.7	9.8	14.4	0.59	0.45	0.61	Morikawa et al. ³⁾ , 2001, 0.15m, roughness block in wind tunnel, hot wire
25.6	10.6	—	1.26	1.26	—	Naito ⁴⁾ , 1982, 6.45m, sea surface, ultra sonic
11	6.5	11	1.0	1.0	—	Kristensen et al. ⁵⁾ , 1979, bridge above mean sea level of 60m, ultra sonic
26.2	16.5	—	1.0	1.0	—	Berman et al. ⁶⁾ , 1977, 1~3m, mowed grass, bivane
42	28	—	1.0	1.0	—	Ropelewsky et al., 1973, four locations & wind tunnel (quoted from Naito ³⁾)
vertical coherence						note
A _{1z}	A _{2z}	A _{3z}	p _{1z}	p _{2z}	p _{3z}	
11.5	6.08	10.1	0.02	0.18	1.02	present study, 1.25~5m, open land, ultra sonic
12.5	6.6	10.2	1.0	1.0	1.0	present study, fixing p _{iz} as 1.0
18.9	17.7	32.8	0.71	0.98	1.64	Morikawa et al. ³⁾ , 2001, 0.15m, roughness block in wind tunnel, hot wire
24.0	12.5	8.8	1.26	1.26	1.26	Naito ⁴⁾ , 1982, 2.9~9m, sea surface, ultra sonic
17.0	12.8	—	1.0	1.0	—	Brook, 1975, 12~118m, suburban (quoted from Naito ³⁾)
14.4~24.0	—	—	1.0	—	—	Shiotani, 1975, 16~151m, sea coast, aerovane (quoted from Naito ³⁾)
25.2	—	—	1.26	—	—	Naito et al. ⁷⁾ , 1974, 3~23m, sea surface, three-cup
20	—	—	1.0	—	—	Panofsky et al., 1974, 1.8~6.7m, Lake Ontario, cup (quoted from Naito ³⁾)
19	14	—	1.0	1.0	—	Pielke et al., 1970, land (quoted from Naito ³⁾)
21.7	—	—	1.0	—	—	Davenport, 1961, 12~153m, open grassland with few trees, cup with Sheppard-type rotors (quoted from Naito ³⁾)
vertical phase shift						note
B _{1z}	B _{2z}	B _{3z}	q _{1z}	q _{2z}	q _{3z}	
10.4	10.1	—	0.65	0.79	—	present study, 1.25~5m, open land, ultra sonic
15.7	17.7	0.0	1.05	0.74	0.04	Morikawa et al. ³⁾ , 2001, 0.15m, roughness block in wind tunnel, hot wire
7.5	11.4	3.0	1.4	1.4	1.4	Naito ⁴⁾ , 1982, 2.9~9m, sea surface, ultra sonic

また距離が離れるほどルートコヒーレンスの値は小さくなる。位相のずれは平均的に見ると周波数が高く相関が低いところでばらつきが大きくなる。また、空間的には水平方向に変化はほとんどないが、鉛直方向には周波数が高いほど、また距離が離れるほど位相のずれは大きくなっている。詳しく見ると、鉛直方向の変化については Fig.18 に示すように、u および v 成分どうしは高さ方向の距離が離れるにしたがって正の位相差が大きくなる。w 成分どうしのフェイズが低周波数側で $z = 1.25\text{m}$ と 2.5m の間では周波数が高くなるとともに小さくなり、負の位相差を持つものに対して、 $z = 1.25\text{m}$ と 2.5m の間では位相差がなく、さらに上方の $z = 2.5\text{m}$ と $z = 5\text{m}$ との位相差は周波数とともに大きくなって正の位相差を持つようになる。これがどのような意味をもつものか現在のところよくわからないが、 $x = 0$ において境界層が発達中であること、最下点である $z = 1.25\text{m}$ の気流性状が地面付近の影響を大きく受けること、鉄塔自身の影響、さらには、鉄塔よりも風上側、観測フィールドの敷地の西側における地面の高低差（敷地の西側約 5 m 地点で西側に傾斜約 20° の斜面があり、西に向かって下がっている）の影響で、地面付近の境界層が流れ方向に平衡状態になっていない、等の原因が考えられる。いずれにせよ、

w 成分どうしのルートコヒーレンスは周波数の低い部分で 0.5 程度と小さく、フェイズは 0 として問題はないと考える。同一風速成分どうしの他に、異なる風速成分間の相関も考えられるが、u と v、v と w の相関は無視できる程度に低かった。また、u と w 成分には負の相関があり、同一地点における u と w 成分間のルートコヒーレンスは Fig.19 に示すとおり周波数の低い部分で 0.5~0.6 程度、位相差は全周波数で平均的にみてほぼ π だけずれている。

ルートコヒーレンスおよびフェイズに関するこれらの関係を以下の式(5)~(7)のように近似すると、図中実線で示す程度に測定結果をうまく表すことができる。

$$\text{ルートコヒーレンス} : \sqrt{\text{coh}_i} = \exp(-\sqrt{\beta_{iy}^2 + \beta_{iz}^2}) \quad (5)$$

ここで、

$$\beta_{iy} = A_{iy}(\eta/z_a)^{p_{iy}} f_y', \quad \beta_{iz} = A_{iz}(\zeta/z_a)^{p_{iz}} f_z' \quad (6)$$

式中、下付の i は風速の i 成分を表し $i=1,2,3$ で、それぞれ u, v, w 成分を表し、例えば $\sqrt{\text{coh}_1}$ は風向直角鉛直面内における風速 u 成分どうしのルートコヒーレンスを表す。下付の y, z はそれぞれ y, z 軸方向成分を

表し、 f' は無次元化周波数で y 軸方向、 z 軸方向にそれぞれ $f_y'=(\eta/\bar{u}_a)f$ 、 $f_z'=(\zeta/\bar{u}_a)f$ と表される。 η と ζ はそれぞれ2点間の y 軸方向および z 軸方向の距離。 z_a と $\bar{u}_a$ はそれぞれ2点間の midpoint の z 座標および midpoint における x 軸方向の平均風速、 f は周波数である。一方、フェイズは水平方向には変化しないとして、鉛直方向には次式(7)のように近似する。

$$\text{フェイズ: } \theta = B_{iz}(\zeta/z_a)^{q_{iz}} f_z' \quad (7)$$

式中の係数およびべき指数 A_{iy} 、 A_{iz} 、 p_{iy} 、 p_{iz} 、 B_{iz} 、 q_{iz} の値を最適化して求めた結果を文献 3)等より他の研究者らが求めた値と共に Table 1 に示す。さらに、同一地点の u と w 成分の相関については高さ z および z における x 軸方向の平均風速 $\bar{u}$ を用いた無次元周波数 $f'=(z/\bar{u})/f$ により式(8)、(9)のように近似できる。

ルートコヒーレンス：

$$\sqrt{coh_{13}} = 0.61z^{-0.25} \exp(-2.91z^{-0.75} f') \quad (8)$$

$$\text{フェイズ: } \theta(f') = \pi \quad (9)$$

ルートコヒーレンスおよびフェイズは地表面粗度形状や測定高さ、測器などが異なると、Table 1 に示す程度に変化する。表において、Naito⁴⁾、盛川ら³⁾、Naito ら⁷⁾。以外の解析ではべき指数 p_{iy} 、 p_{iz} の値を1.0に固定して他の係数を求めているので、本解析においてもべき指数 p_{iy} 、 p_{iz} の値を1.0に固定して求めた係数 A_{iy} 、 A_{iz} の最適値も示してある。結果をみると、 v 成分の係数 A_{2y} 、 A_{2z} の値が他の結果に比べて少し小さい。また、べき指数 p_{iy} 、 p_{iz} の値は p_{3z} 以外で1.0よりも小さくなるが、1.0に固定した場合の係数 A_{2y} 、 A_{2z} の最適値は大きく変化しないので、近似曲線の形に対するべき指数 p_{iy} 、 p_{iz} の感度は鈍いようである。

4. 風速と立方体表面の風圧の関係

前節までに示したような気流性状をもつ接近流のもとで、立方体表面に生じる風圧分布性状について考察する。観測フィールド内鉄塔下部の地面に掘られた穴における静圧を基準圧とし、立方体にあけられた測定孔と基準圧の差として測定された各測定点における圧力差 Δp から、立方体風上側に最も近いポールの高さ2.5mに設置された超音波風速計 (Fig.20 中の測定点

Fig.20 Notation of anemometers and pressure holes around the cube

Px5; $x=9.75$, $y=0$, $z=2.5$ m) における平均風速 $\bar{U}_{ref} = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)^{1/2}$ を用いた速度圧 $\rho \bar{U}_{ref}^2 / 2$ によって風圧係数を $C_p = 2\Delta p / \rho \bar{U}_{ref}^2$ として求めた。測定孔は Fig. 4 に示したとおり、 xz 平面と立方体のほぼ交線上西側壁面に6点、屋根面上に8点、東側壁面上に4点とってある。今回の解析に用いたデータでは、西側壁面上方から2番目のセンサーが不調のため、Fig.20 に示すように西側壁面では5点のデータを用いてある。以下の考察における圧力測定点の呼び名は Fig.20 中に示すとおりである。

4.1 風圧の分布

前節で示した気流性状と同様に、平均風向がほぼ西の場合の立方体表面における風圧係数の平均、標準偏差、最大、最小値の分布を Fig.21 に示す。ここでは、得られたデータのうち、できるだけ風速の高いものについて風速が変化しても風圧分布の再現性は良く、ほぼ同様な風圧係数の値を示す。ただし、Case2 に示すように低風速の場合では高風速 Case1 の場合に比べて東側背面の地面に近い測定点 Ew2 および Ew3 における圧力が平均、標準偏差、最大、最小値ともに少し小さくなる傾向が見られる。ちなみに、前節で述べたとおり、立方体の風上側では境界層が発達中のため、風上ほど平均水平風速が速くなるので、鉄塔位置 ($x=0$ m) における $z=2.5$ mの平均水平風速 (Case1 の場合 12.5m/s) を基準速度圧用の風速とすると、風上西側壁面の中央上よりの測定点 Ww3 および 4 の平均風圧係数の値は約 0.6 となって、通常の乱流境界層中におかれた立方体における値よりも小さい値となる。

4.2 風速変動と風圧変動の相関

(1) 風上側壁面の風圧変動

風上側壁面上の圧力の変動は Fig. 22 に示すように、

Fig.21 Pressure distribution on the cube

u 成分および速度圧に対応する風速 $q = (u^2 + v^2 + w^2)^{1/2}$ と正の相関が高い。一方、v および w 成分とは負の相関をもつが、u 成分および q に比べて相関は低い。最上部の測定孔 Ww5 では圧力の高周波数成分における変動のパワーの割合が大きく、接近流の u 成分および q とのフェイズのずれは周波数によらずほぼ 0 である。また、w 成分のスペクトル形状は圧力変動とよく似ており、負の相関も高くなっている。下方の測定点 Ww1~Ww4 では u 成分および q と正の相関が高く、v および w 成分とは負の相関をもつが、相関は低い。自己相関係数、相互相関係数、パワースペクトル密度、およびルートコヒーレンスとフェイズの形状は風速の各成分および q とで、それぞれよく似ており、位置による変化は少ない。全体として、コヒーレンスは低周波数で相関が高く、高周波数側で低くなり、フェイズも周波数が高くなると圧力のほうが位相が進み、相互相関係数でみた場合にも、ピーク値の時間は圧力のほうがわずかに速くなっている。

(2) 屋根面上の風圧変動

Fig.23 に示すように屋根面風上側前縁付近の風圧変動は風上側の風速の観測点 Px5 における u 成分と負の相関をもっている。相互相関係数のピークは正側にずれ、フェイズも低周波数部分で正の値をもち、風圧

変動の位相は遅れている。また、風圧変動のスペクトルは u 成分に比べ高周波数側でパワーが大きくなっている。速度圧に対応する風速 q と風圧変動の相関は u 成分とほぼ同じである。風速変動の v および w 成分と風圧変動は負の相関をもつが、u 成分および q に比べて相関は低い。すべての風速変動成分と風圧変動の間の相関は前縁付近で最も高く、風下に行くにしたがって低くなり、測定点 Rf7 で最低になった後、少し回復する。

立方体風上側前縁上部の風速測定点 Px6 における風速変動成分と屋根面上の風圧変動との相関をみる。測定点 Px6 は前縁から風下側に 30cm、屋根面から上方に 30cm 離れており、測定された気流性状より前縁からの剥離剪断層の上方に位置していることがわかっている。Fig.24 に示すように風圧変動は u 成分および q に対して負の相関が高く、スペクトル形状もよく似ている。相互相関のピークは風圧の測定点 Rf3 および Rf4 で時間遅れはほぼ 0 となる。さらに下流側に進んで、測定点 Rf7 で相関は最も低くなり、測定点 Rf8 で相関は少し回復するがその値は小さい。コヒーレンスは低周波数で高く周波数が高くなるにしたがって急激に小さくなる。位相は低周波数側で約 $-\pi$ だけずれており、周波数と共に位相は増加する。また、距離が離れると位相の増加率が小さくなる。v 成分は風圧変動と正の相関を持つが、u 成分および q に比べて相関は低く、スペクトルの形状も異なっている。w 成分は負の相関をもち、風上側前縁では u 成分および q に比べて相関は少し低い。測定点 Rf3 以降では u 成分および q と同様な変化をする。上流側の風圧の測定点 Rf1 および Rf2 では相互相関が時間遅れがほぼ 0 のときに極大値をとり、相関は風下に行くほど低くなる。コヒーレンスも低周波数側で相関が一度低くなったあと増加し、周波数が増すにつれて再び小さくなるという特徴的な変化がみられる。

(3) 風下側壁面の風圧変動

立方体東側風下壁面上の風圧は風速の測定点 Px6 における u 成分と負の相関をもつがその大きさは小さく、場所による変化もほとんどない。また、 q との相関は u 成分とほぼ同じ、w 成分とは負の相関をもつが、u 成分よりも低い。v 成分とは正の相関をもち、w 成分との相関よりもさらに低くなっている。

立方体の風下側にある風速の測定点 Px7 における風速変動 u 成分および q と風圧変動は Fig.25 に示すように負の相関を、v および w 成分と風圧変動は正の相

Fig.22 Correlations between wind fluctuation at Px5 and pressure fluctuation on the windward wall

Fig.23 Correlations between wind fluctuation at Px5 and pressure fluctuation on the roof

Fig.24 Correlations between wind fluctuation at Px6 and pressure fluctuation on the roof

Fig.25 Correlations between wind fluctuation at Px7 and pressure fluctuation on the leeward wall

関をもつが、いずれも相関は低く、パワースペクトルの形状も、 u 成分に比べ風圧のものと異なる。

5. まとめ

埋め立て地の野外観測フィールドに一辺 2.4m の立方体を設置し、周囲に多点配置された風速計を用いて接近風速と表面風圧の多点同時計測を行った。得られたデータをもとに、風向が立方体の一辺に直角に吹く場合について、接近流が立方体に加わる風圧に及ぼす影響を、接近流の乱流性状と立方体中央鉛直断面内の表面風圧性状との関係として、平均、標準偏差、パワースペクトル、相関係数等の統計的な諸量で定量的に示した。

参考文献

- 1) H. Tamai, Y.Okuda and J. Katsura : On relation between Reynolds Number and Karman Vortex Formation on a Bluff Body in Natural Winds, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., Vol.89, 2002, pp. 1619 - 1633.
- 2) Richards, R.P. Hoxey and L.J. Short : Wind pressures on a 6m cube, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., vol.89, 2001, pp.1553-1564.
- 3) 盛川仁・丸山 敬：条件付確率場の理論と応用，京都大学学術出版会，2001，pp. 123-140.
- 4) G. Naito : Three-dimensional space structure of turbulent eddy in the atmospheric boundary layer above the ocean, J. Meteorol. Soc. Jap., vol.60, 1982, pp.1299-1315.
- 5) L. Kristensen and N.O. Jensen : Lateral coherence in isotropic turbulence and in the natural wind, J. Boundary-Layer Meteorol., vol.17, 1979, pp.353-373.
- 6) S. Berman and C.R. Stearns : Near-earth turbulence and coherence measurements at Aberdeen proving ground, Md., J. Boundary-Layer Meteorol., vol.11, 1977, pp.485-506.
- 7) G. Naito and J. Kondo : Spatial structure of fluctuating components of the horizontal wind speed above the ocean, J. Meteorol. Soc. Jap., vol.52, 1974, pp.391-399.

謝 辞

本研究の一部は財団法人能村膜構造技術振興財団の助成および科学研究費（基盤研究B）の補助を受けて行われたものである。また、本研究を進めるにあたり、京都大学防災研究所の林泰一助教授および石川裕彦助教授には測定装置の設置等で多大の協力を得た。ここに記して謝意を表する。