論文 角柱の風上における乱れと風上面に作用する風圧変動の特性について
 Some measurements of turbulence approaching a square prism and pressure fluctuation on a windward face

河井 宏 允*
 Hiromasa KAWAI

SUMMARY

Turbulence approaching a body is influenced by two causes. One is the distortion induced by the change of the mean flow field round the body. The other is the blocking that is the boundary effect of the body or the vanishing of the normal component of the velocity fluctuation at the surface. This paper investigated those effects to the turbulence approaching a square prism and the pressure fluctuation on the windward face of the prism by wind tunnel tests. The results were compared with the rapid distortion theory by J.C.R. Hunt, etc. and it was found that much of the results agreed qualitatively well with those predicted by the theory.

1. 序

乱流中におかれた物体風上面の風圧変動の主要因は、その風上から近づいてくる乱れである。

A.G.Davenport, B.J.Vickery, J.Vellozzi 等による風の乱れによる構造物の風向方向の応答計算では、風上面に作用する風圧は一般流の風速変動に従って準定常的に変動すると仮定する。^{1)~3)}

この仮定は、乱れのスケールに比べて物体が十分小さい場合には妥当であると考えられる。しかし通常の構造物は一般に自然風の乱れのスケールに比べて十分小さいとは考えられない。このような場合、物体の風上から近づいてくる乱れの変形が大きくなり、風上面の風圧は必ずしも一般流の風速変動に従って準定常的に変動するとは限らない。事実、平板、円柱、角柱に作用する風圧変動を測定した P.W.Bearman, 桂, D.Surry, 河井等の風洞実験結果や、石崎等、松井等の実物高層建築物における実測結果は、物体の風上面に作用する風圧変動が一般流の風速変動と相当に異っているこ

とを示している。^{4)~9)} 即ち、風圧変動のスペクトルは、高周波数領域で風速変動のスペクトルより減衰が著しく、風圧変動のスケールは鉛直、水平方向とも風速変動のスケールより大きい。従って、物体の風上面に作用する風圧変動の性状及び要因を把握するためには、その風上における乱れの変形を考慮する必要がある。

物体の風上における乱れの変形は、主として次の2つの要因によって生じる。

- (1) 物体の周りで生じる平均的な流れの場の変化、即ち、平均流速と平均流向の変化に伴って生じる乱れの変形。これを乱れの distortion と呼ぶ。
- (2) 物体の表面で法線方向の流速変動成が零になるという境界条件を満足させるために生じる乱れの変化。これを乱れの blocking と呼ぶ。

(1)の要因の最も簡単な例は、拡散胴あるいは縮流胴の中央線に沿って生じる乱れの変形であり、G.I.Batchelor, P.A.Proudman が rapid distortion 理論 (乱れの急激な変形に関する理論)

* 東京電機大学理工学部 助教授

を用いて解析したものである。また(2)の要因による乱れの変化の最も簡単な例は、流れに対し平行におかれた極めて薄い平板上の乱れの変化である。この場合、粘性の影響を無視すると平均的な流れの場にはいかなる変化も生じない、即ち乱れの distortion は生じないが、(2)の要因によって平板上の乱れは一般流の乱れとは異なったものになる。突風による翼の応答解析では、(2)の要因によって生じる圧力変動を、線型化した流体の運動方程式によって計算する。

J.C.R.Hunt は、Batchelor, Proudman の rapid distortion 理論を一般化して、円柱の周囲での乱れの性状を解析した。^{10)~11)} この理論は、平均流による乱れの変形が、乱れの相異なる周波数成分間での乱れエネルギーの交換よりも、より急激に行なわれるという仮定に基づいている。この仮定が成立するためには、(1)式が成立することが必要である。

$$\frac{\sqrt{u}^2}{U} \ll 1, \quad \frac{\sqrt{u}^2 \cdot B}{Lx \cdot U} \ll 1, \quad \frac{U \cdot B}{\nu} \gg 1$$

.....(1)

ここに U は一般流の平均流速、 u は乱れの平均流方向の成分、 B は物体のスケール、 Lx は平均流方向の乱れの積分スケールである。

Hunt の理論では、物体の周囲での平均的な流れの場に伴う渦度の変化を、(1)の条件のもとに線型化した渦度変動に関する 3 つの運動方程式と連続の方程式によって計算し、それによって物体の周囲の流速変動を求める。物体に作用する圧力は流速変動を物体の周囲の全領域にわたって積分することによって求められる。この方法によって計算される物体表面の圧力変動のスペクトルは、一般流の乱れの 3 次元スペクトルと(2)式の関係で結ばれている。

$$S_p(n_1, X, X') = \iint_{-\infty}^{\infty} \sum_i \sum_j Q_i(n_1, X) Q_j(n_2, X') \Phi_{\infty ij}(n_1, n_2, n_3) dn_1 dn_2$$

.....(2)

ここに S_p は物体の X, X' に作用する圧力変動のクロススペクトル、 Q_i, Q_j は流速変動を圧力変動に結びつける変換子、 $\Phi_{\infty ij}$ は一般流の 3 次元スペクトル、 n_1, n_2, n_3 は周波数である。

M.E.Goldstein は、一般流の乱れの状態を定常な流れの場に渦による流速変動が重ね合わされたものと仮定し、物体の近傍での乱れの状態が、圧力変動によるものと渦によるものの和によって表現する方法を提案した。¹²⁾ この方法は、Hunt の方法と異なり、1 つのポアソン方程式のみを解くことによって、直接流速変動を求めることができるという長所をもっている。

これらの rapid distortion 理論を用いて Hunt, P.A.Durbin によって計算された結果は、R.E.Britter 等による円柱の周囲での乱れの測定結果や、Bearman による平板の風上における乱れの測定結果に示されている。物体周囲での乱れ強さや乱れエネルギーの分布の変化と定性的には良く一致している。^{13)~14)} また河井、石崎、桂、Surry によって示された物体風上面に作用する風圧変動の特性についても定性的には良く一致している。

本論文は、2 次元角柱の風上面に作用する風圧変動の特性と、角柱の風上における乱れの変形状態との関連を、風洞実験によって研究したものである。特に、乱れの各周波数成分が角柱の風上でどのように変化し、その要因がなんであるか、そのような乱れの変化が角柱風上面に作用する風圧変動とどのように関連しているかを、rapid distortion 理論と比較しながら検討した。それと同時に、このような乱れの変形による風上面の風圧変動の特性の変化が、構造物の応答にどのような影響を及ぼすかを、確率統計的方法によって検討した。

2. 実験方法

実験は京都大学防災研究所のゲッチンゲン型風洞で行った。この風洞の測定部は開放式で、吹出

口は直径1 mの正八角形断面である。流れを乱流状態にするため、風洞の縮流部の端に乱流格子を設置した。実験はTable 1に示した2種類の格子について行った。

Table 1. 乱流格子の寸法
(Details of grids)

Grid	Mesh size M (cm)	Bar size bxd(cm)	Turbulent intensity $(\bar{u}^2)/U$	Longitudinal scale Lx(cm)
1	22.5	4.5x4.5	0.145	6.7
2	10.0	2.3x3.5	0.070	5.1

風圧変動を測定した正四角柱は、高さが50 cm 一辺が1.5 cm, 3 cm, 5 cm, 10 cm, 15 cmの5種類で厚さ2 mmないし5 mmの亚克力板で作られ十分剛である。角柱風上における風速変動の測定には、一辺が5 cm及び10 cmのもののみを用いた。角柱はFig.1に示したように、格子から風下に115 cm離れた位置に、一面を流れと直角方向に向けて鉛直に設置した。角柱の両端には、流れを2次元流状態に保つため、前後3 mにわたって端板をとりつけた。角柱風上面に作用する風圧変動は、スパン中央の位置の周囲とスパンに沿ってあけた直径1 mmの穴から、2 cmの長さのパイプを介してダイヤフラム型半導体式圧力変換器(Toyoda-PMS-0.5 H)に導びいて測定した。測定状態におけるこの圧力測定系の固有振動数は約1400 Hzである。角柱の風上における風速変動は、定温度型熱線流速計を用いて、流れと直角方向に水平に支持した支柱にI型プローブを取り付けて測定した。I型プローブに張られた熱線(長さ1 mmの5 $\mu\phi$ のタングステン線)の方向は鉛直方向である。基準風速は、角柱の風上に設置したピトー管により測定した。

風圧変動、風速変動はFMデータレコーダによって同時記録した後、800 Hzのローパスフィルタを通し、A/D変換器によって0.5 msec間隔でサンプリングし、大型コンピュータ(東京電機大

Fig. 1 角柱と乱流格子の設置位置
(Experimental arrangement)

学FACOM-M-160)によって、パワースペクトル、相互相関、コヒーレンス等を計算した。なお実験はすべて風速16 m/sec付近で行った。従って、角柱の一辺を基準としたレイノルズ数は $1.6 \times 10^4 \sim 1.6 \times 10^5$ の範囲で角柱ごとに異っている。

3. 実験結果

3.1 格子乱流の特性

実験はTable 1に示した2種類の格子乱流中で行った。角柱設置位置における流速分布は、どちらの格子乱流とも平均風速、乱れ強さの分布の偏差が5%以内ではほぼ一様である。

模型設置位置における平均流方向の風速変動のパワースペクトルは、Fig.2に示したとおりで、実線で示したVon Kármánのスペクトル(3)式に良く一致している。

$$\frac{Su(n)}{Lx \cdot \bar{u}^2} = \frac{4}{\{1 + 1.8 \left(\frac{2\pi n Lx}{U} \right)^5\}^{5/6}} \quad \dots (3)$$

ここに $Su(n)$ はパワースペクトル密度、 n は周波数を表わしている。

平均流方向の風速変動の相互相関はFig.3に示したように、測点間の距離が増大するにつれ相関のピーク値が減少する傾向を示した。即ち、この

乱流場ではG. I. Taylor の frozen turbulenceの仮定は適当ではなく、乱れは風下の流れるにつれて変化しているようである。ピーク値の減少勾配は、Conte-Bellot 等の実験結果(図中の点線)よりかなり大きい。¹⁵⁾ これは本実験の測定位置が格子に極めて近いことが原因であると考えられる。本実験のG 1 (Table 1) の場合、格子と測定位置の間隔は格子間隔の5倍、Conte-Bellot 等の実験では4.2倍である。

平均流方向の乱れ強さ、乱れの積分スケールをTable 1に示した。乱れのスケールは、frozen turbulenceの仮定を用いて自己相関関数から計算したが、値は直接空間相関より求めたものとほとんど違わなかった。これはFig.2からわかるように、相関の形がピーク値が減少するにつれて据広がりになるためである。

なお文献7に示したように、角柱設置位置での風速変動の平均流と直角方向の相互相関及び正規化コスベクトルは、等方性乱流の仮定に基づいて(3)式から導びかれたものと良く一致している。

3.2 角柱風上における風速変動の特性

角柱による乱れのdistortion及びblockingが風上の乱れの強さにどのような影響を及ぼすかを調べるため、停流線上に沿う平均流方向の乱れ強さと測定しFig.4に示した。図中の白印が本実験結果と、黒印がToddとSedgarickの実験結果を示している。また実線は、Bearman, Hunt 等によるrapid distortion理論に基づく $B/Lx \rightarrow \infty$ 及び $B/Lx \rightarrow 0$ の場合を示している。⁴⁾¹⁰⁾ 乱れ強さは、 $x/B \geq 0.6$ (x は角柱風上面から風速変動の測点までの距離、 B は角柱の一辺の長さを表わす)では、乱れのdistortionの影響によって角柱に近づくにつれ、徐々に増大する。しかし $x/B < 0.6$ では、角柱による乱れのblockingの影響が大きくなり、乱れ強さは減少する。

distortionによる乱れ強さの増大は、 B/Lx が大きい程大きい。

Fig. 2 一般流の風速変動のスペクトル
(Power spectra of longitudinal component of free stream turbulence)

Fig. 3 平均流方向の風速変動の時空間相関
(Space-time cross correlation of longitudinal component of free stream turbulence, $\sqrt{u^2}/U = 0.145, Lx = 6.7 \text{ cm}$)

Fig. 4 角柱の風上における風速変動の強さの変化

(Intensity of longitudinal component of turbulence approaching a prism, $\frac{\sqrt{u^2}}{U} = 0.145$)

Fig.5 角柱の風上における風速変動のパワースペクトル

(Power spectra of longitudinal component of turbulence approaching a prism, $B/Lx=1.47$, $\sqrt{u^2}/U=0.145$)

Fig.6 角柱の風上における風速変動の水平方向の相互相関関数

(Lateral correlation of longitudinal component of turbulence approaching a prism, $B/Lx=1.47$, $\sqrt{u^2}/U=0.145$)

このような乱れのエネルギーの変化が、どのような周波数領域で生じるかを調べるため、風速変動のパワースペクトルを求めた。Fig.5はその一例で、 $B/Lx=1.47$, $\sqrt{u^2}/U=0.145$ の場合である。Fig.5より、乱れのエネルギーの変化は低周波数領域のみで生じ、高周波数領域におけるパ

Fig.7 角柱の風上における風速変動の水平方向のコヒーレンスの平方根

(Root coherence of longitudinal component of turbulence approaching a prism in lateral direction, $B/Lx=1.47$, $\sqrt{u^2}/U=0.145$)

Fig.8 角柱の風上における風速変動の鉛直方向の相互相関関数

(Vertical correlation of longitudinal component of turbulence approaching a prism, $B/Lx=1.47$, $\sqrt{u^2}/U=0.145$)

ワースペクトルはほとんど変化しないことがわかる。この傾向は rapid distortion 理論による Hunt の結果と良く一致している。

角柱の風上における乱れの変形状態を詳しく調べるため、平均流方向の風速変動の流れと直角方向の相関を求め、Fig. 6, 7, 8に示した。Fig.6

は、停流線上の点を基準とした水平方向（角柱の軸と直角方向）の相互相関を示している。角柱の風上では、乱れは平均流方向へ引き延ばされるため、水平方向の相互相関はかなり増大すると予想される。しかし、Fig.6に示したように、角柱の風上における乱れの水平方向のスケールの増大はあまり顕著ではない。しかも、 $x/B < 1.0$ では乱れのスケールは減少する傾向を示す。一方3.4節で詳述するように、点線で示した角柱風上面に作用する水平方向のスケールは、一般流の乱れのスケールの約2倍にも達する。

このような乱れの水平方向のスケールの変化を周波数別に調べたのがFig.7である。Fig.7は、角柱の風上の風速変動の水平方向のコヒーレンスの平方根を示したものである。角柱に近づくにつれて、コヒーレンスの値は低周波数領域で減少し高周波数領域で増大する。即ち、スケールの小さい乱れは distortionによりスケールが増大するがスケールの大きい乱れは blockingによりスケールが減少する。

風速変動の鉛直方向の相互相関は、Fig.8に示したように、角柱に近づくにつれて減少する。これは鉛直方向に対しては平均流場が変化しないため、distortionが生ぜず blockingの影響のみが作用することが原因であると考えられる。一方角柱に作用する風圧変動の相互相関は、水平方向と同様一般流の風速変動よりかなり大きい。

3.3 角柱の風上における風速変動と風上面の風圧変動の関係

角柱風上面に作用する風圧変動は、理論上風速変動の関数の流れの場全体にわたる積分によって求めることができる。特に、停流点に作用する圧力変動は、Huntの rapid distortion理論によれば、停流線に沿う風速変動の関数の積分の形として(4)式で表わすことができる。¹¹⁾

$$\frac{P_s}{\rho} = U_{\infty} - u_{\infty}(0, 0, z, t) +$$

Fig. 9 角柱の風上面中央点の風圧変動と風上の風速変動の相互相関

(Cross-correlation between pressure fluctuation on a stagnation point and longitudinal component of turbulence approaching a prism, $B/Lx = 1.47$, $\sqrt{u^2}/U = 0.145$)

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^0 (u_{\infty} - u) dx \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに P_s は停流点に作用する圧力変動、 U_{∞} 、 u_{∞} はそれぞれ一般流の平均流方向の平均流速と変動流速、 u は物体の風上における平均流方向の変動流速を表わしている。(4)式において、 $u = u_{\infty}$ とした場合が乱れの distortion のない場合、即ち準定常的に流速が変動する場合を表わしている。

従って、角柱の風上の乱れのうち、どの位置での乱れがどのように風圧変動に関係しているかを調べることは興味深い。Fig.9は角柱の風上面中央点（停流点）に作用する風圧変動と、その風上の停流線上の平均流方向の風速変動との時空間相互相関を示したものである。風速変動が風圧変動変換されるのに時間がかかるため、相互相関はある時間遅れのときピークに達する。このピークは $x/Lx = 0.9$ の時最も大きく、それより風速変動の測点が角柱に近づくとき減少する。これは角柱に近づくにつれて、乱れの distortion 及び blocking が激しくなるためであると考えられる。また x/B が2以上では、風速変動と風圧変動の相互相関は、Fig. 3で示した風速変動相互の相関とは

ほ等しい。従って、風圧変動は一般流と良く似た変動の性状を示していると考えられる。

このような風圧変動と風速変動の相互相関の変化を、周波数別に調べたのがFig.10である。Fig.10は、停流点に作用する風圧変動とその風上の風速変動のコヒーレンスの平方根を示している。Fig.10に示されているように、風速変動の測点が角柱に近づくにつれ、低周波数領域における相関は著しく減少し、高周波数領域での相関は若干増大する。低周波数領域での相関の減少は、Fig.5に示したように blocking によって乱れの低周波数成分が影響を受けるためであると考えられる。

Fig.9に示したように、風圧変動と風速変動の相互相関のピークは、ある時間遅れの時に生じる。この時間遅れから、(5)式を用いて風速変動が風圧変動へ伝搬する時間を求めることができる。

$$U_T = \frac{x}{\tau} \dots\dots\dots (5)$$

ここに U_T は伝搬速度、 τ は風圧変動と風速変動の相関がピークとなる時間遅れである。

風圧変動と風速変動の相互相関から(5)式によって U_T を求めFig.11に示した。 U_T は角柱から $2B$ 以上離れた点では、ほぼ一般流の平均風速と等しく、風速変動の測点が角柱に近づくに従って一般流の平均風速より大きくなる。Fig.11に実線で示したように、角柱の風上での平均風速は当然のことながら角柱に近づくにつれて減少する。平均風速が減少するにもかかわらず伝搬速度が増大する要因は、(4)式に示されているように、角柱風上面の風圧変動が一般流の風速変動の影響（(4)式の第一項で平均風速で伝搬する）と角柱風上の風速変動に関係する量（(4)式の第二項）の和となるためである。即ち、(4)式の第二項を無視する（乱れの distortion が無いとする）と一般流の風速変動は、無限遠方から一般流の平均風速で伝搬する。それに対して、角柱風上における風速変動は角柱の風上で平均風速が減少することの影響をう

Fig. 10 角柱の風上面中央点に作用する風圧変動と風上の風速変動とのコヒーレンスの平方根 (Root coherence between pressure fluctuation on a stagnation point and longitudinal component of turbulence approaching a prism, $B/Lx=1.47$, $\sqrt{\bar{u}^2}/U=0.145$)

Fig.11 風速変動が風圧変動へ伝搬する速度 (Convection velocity of upstream velocity fluctuation to pressure fluctuation, $\sqrt{\bar{u}^2}/U=0.145$)

けるため、一般流の平均風速よりも遅い速度で風下へと移流する。このため角柱の風上の点の風速変動の影響は、みかけ上一般流の平均風速よりも速い速度で風圧変動に伝搬する。

3.4 角柱風上面の風圧変動の特性

前節で述べたように、角柱の風上における風速変動は distortion や blocking により大きな影響を受ける。Fig.4 に示した角柱の風上における乱れのエネルギーの変化の様子は、 $B/Lx \rightarrow 0$ の場合とは相当に異なり、準定常理論の適用が必ずしも可能でないことを示している。特に Fig.5 に示されたように、高周波数領域での乱れのエネルギーは distortion の影響を強くうけ、角柱の近傍ではほとんど変化しない。従って角柱の風上面に作用する風圧変動の性状も、一般流の風速変動の性状とは同じとはならないと考えられる。

Fig.12 は、角柱風上面の中央点（停流点）に作用する風圧変動を示したものである。Fig.12 の横軸は無次元周波数 $n \cdot Lx/U$ 、縦軸は無次元化された風圧変動のパワースペクトル $S_p(n)/\rho^2 Lx U^2$ である。このように両軸をとると、流れが準定常的に変動する場合、流れの加速度に伴う圧力変動を無視すれば、風圧変動の無次元パワースペクトルは、乱れのスケールや角柱の寸法にかかわらず一定となる。Fig.12 中の実線は(3)式の Karman のスペクトルを用いて計算した風圧変動の準定常パワースペクトルである。実験結果は、低周波数領域では B/Lx に関係なく準定常スペクトルに近づくが、高周波数領域では B/Lx が大きくなるに従い、準定常スペクトルよりも小さくなる傾向を示している。これらの傾向は、Durbin, Hunt による rapid distortion 理論の結果と良く一致している。¹³⁾

また rapid distortion 理論によると、高周波数領域での風圧変動のパワースペクトルは、 B/Lx に関係なく(6)式で表わすことができる。¹¹⁾¹³⁾

$$\frac{S_p(n)}{\rho^2 \bar{u}^2 U^2 \cdot B \cdot (B/Lx)^{2/3}} \propto e^{-\left(\frac{\pi^2}{2}\right) \left(\frac{n \cdot B}{u}\right) \cdot \left(\frac{n \cdot B}{u}\right)^{-7/3}} \quad \dots\dots(6)$$

Fig.13 は、(6)式の左辺を縦軸に $n \cdot B/U$ を横軸にとって、風圧変動のスペクトルを整理したものである。理論から導びかれるように、高周波数領域

Fig.12 角柱の中央点に作用する風圧変動のパワースペクトル
(Power spectra of pressure fluctuation on a stagnation point of a windward face)

Fig.13 角柱の中央点に作用する風圧変動のパワースペクトル
(Power spectra of pressure fluctuation on a stagnation point of a windward face)

でのスペクトルは B/L_x に無関係となっている。Fig.13中に(6)式の左辺を実線で示したが、スペクトルの減少勾配は理論値より実験値の方がかなり小さい。

風の乱れによる構造物の応答を評価するうえで風圧変動のパワースペクトルと並んで重要な量は風圧変動の相互相関である。乱れの変形を考慮しない準定常理論においては、風圧変動の空間相関は一般流の風速変動の空間相関に等しい。Fig.14, 15は、角柱風上面に作用する風圧変動の空間相関を示したものである。Fig.14が水平方向（角柱の軸と直角方向）、Fig.15が鉛直方向（角柱の軸方向）の空間相関である。水平、鉛直方向とも風圧変動の空間相関の方が、風速変動の空間相関よりかなり大きい。また B/L_x が大きくなるにつれて、風圧変動の空間相関は増大する。同じ B/L_x における風圧変動の空間相関は、水平方向の方が鉛直方向より若干大きい。ちなみに $B/L_x = 1.47$ における風圧変動のスケールは、水平方向が一般流の乱れのスケールの約2倍、鉛直方向が約1.5倍であった。なお風圧変動のスケールの増大は、rapid distortion理論によっても導びかれている。^{11) 13)}

4. 構造物の応答計算への応用

(2)式で示したように、rapid distortion理論によって導かれる風圧変動のスペクトルは、一般流の3次元スペクトルと変換子 Q_i によって結びつけられる。しかも(4)式で示したように、風上面の風圧変動に最も強い影響を及ぼしているのは、風速変動の平均流方向の成分である。従って、ここでは構造物の応答計算に便利のように、風圧変動を一般流の風速変動の平均流方向成分のみの変換によって表現できると仮定する。もしこの変換が線型であれば、その変換子は風速変動と風圧変動のスペクトルの比として、(7)式で表わすことができる。

Fig. 14 角柱風上面に作用する風圧変動の水平方向の相互相関

(Lateral cross correlation of pressure fluctuations on a windward face)

Fig. 15 角柱風上面に作用する風圧変動の鉛直方向の相互相関

(Vertical cross correlation of pressure fluctuation on a windward face)

$$|\chi_{up}(n)|^2 = \frac{Sp(n)}{P^2 V^2 Su(n)} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに $|\chi_{up}(n)|^2$ が風速変動を風圧変動に結びつける線型変換子で、pressure/velocity admittanceと呼ぶことにする。3.4節で示したように、rapid distortion理論によると、高周波数領域での風圧変動は B/L_x に無関係に(6)式で表わされるので、pressure/velocity admittanceも B/L_x に無関係に $n \cdot B/U$ のみの関数となる。Fig.16は、角柱風上面の中央点（停流点）の pressure/velocity admittanceを横軸に $n \cdot B/U$

をとって示したものである。Fig.16によれば、pressure/velocity admittanceは高周波数領域のみならず、解析した全周波数領域にわたって、 B/Lx や一般流の乱れ強さに関係なく、無次元周波数 $n \cdot B/U$ のみの関数として表わすことができる (rapid distortion理論では、高周波領域以外の周波数領域では pressure/velocity admittance は $n \cdot B/U$ のみの関数で表現することはできない)。

実験結果に基づいて、pressure/velocity admittance を適切な代数式で表現すると(8)式となる。

$$| \chi_{up}(n) |^2 = \frac{1}{\{ 1 + 20 \left(\frac{n \cdot B}{U} \right) \}^\alpha} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに α は風圧変動の測定位置によって異なる係数で、停流点では $2/3$ である。

4.2 構造物の応答への影響

3章で述べた乱れの変形に伴う風上面に作用する風圧変動の特性の変化が、構造物の応答にどのような影響を及ぼすかを考えてみる。Table 2は高さ 200 m 、巾 50 m の高層建築物のガスト影響係数を、確率統計的手法により計算した結果を示している。Table 2の左側の欄が準定常理論による風圧変動を用いた場合、右側の欄が実験結果に基づいて、風圧変動のパワースペクトルを一般流の風速変動のパワースペクトルに pressure/velocity admittance ((8)式) を乗じて求め、風圧変動のスケールを一般流の風速変動のスケールを鉛直方向に 1.5 倍、水平方向に 2.0 倍とした場合である。Table 2よりわかるように両者の結果はほぼ等しく、風圧変動のパワースペクトルの減少による応答の減少と、風圧変動のスケールの増大による応答の増大が、互いに打ち消し合う結果となっている。

Fig. 16 角柱の中央点における pressure/velocity admittance
(Pressure/velocity admittance for a stagnation point)

Table 2. ガスト影響係数
(Gust loading factor)

		present method			
hight (m)	H	200		200	
breadth (m)	B	50		50	
natural frequency (Hz)	n	0.2		0.2	
critical damping ratio	B	0.01		0.01	
		city	suburb	city	suburb
mean wind velocity at 300 m (m/sec)	U	60	60	60	60
surface drag coefficient	α	0.05	0.015	0.05	0.015
wind profile $(U_z/U_{ref})=(z/z_{ref})^a$	a	0.4	0.25	0.4	0.25
vertical co-spectrum $\exp(-C_{vz}zn/U_z)$	Cv	8.0	8.0	6.0	6.0
horizontal co-spectrum $\exp(-C_{\alpha} \alpha n/U_z)$	C α	8.0	8.0	4.0	4.0
pressure/velocity admittance	$ x_{up} ^2$	1.0	1.0	eq.(8)	eq.(8)
gust loading factor, Y_{max}/Y_{mean}		G	2.77	2.76	2.83

5. まとめ

角柱の風上における乱れの変形と、角柱風上面に作用する風圧変動との関係を風洞実験結果に基づいて検討し、rapid distortion理論と比較した。その結果以下の諸点が明らかとなった。

- (1) 角柱の風上における停流線上の風速変動の平均流方向成分の強さは、 $B/Lx = 0.74, 1.47$ の場合、 $x/B \geq 0.6$ までは乱れの distortion の影響によって徐々に増大する。しかし、 $x/B < 0.6$ では角柱による乱れの blocking の効果が大き

くなり、乱れ強さは減少する。distortionによる乱れ強さの増大は、rapid distortion理論から導びかれるように、 B/Lx が大きい方が大きい。また乱れ強さの変化は、主として低周波数領域のみで生じ、高周波数領域の乱れのエネルギーはほとんど変化しない。

(2) 角柱の風上における乱れの水平方向のスケールは、角柱に近づくにつれて若干増大する。このスケールの増大の要因は、乱れの高周波数成分のdistortionによるものである。低周波数成分はblockingの影響により、角柱に近づくにつれてスケールは減少する。

(3) 角柱の風上面の停流点に作用する風圧変動と停流線上の風速変動の相互相関のピーク値は、 $x/Lx = 0.9$ で最大となり、それ以上角柱に近づくると減少する。これは角柱に近づくに従い、blockingの影響によって、低周波数領域での相関が弱まることが原因である。

(4) 角柱の風上の風速変動が角柱の風上面の風圧変動へ伝搬する速度は、角柱に近づくに従って増大する。これは、風速変動が角柱の風上の平均風速に従って移流するのに対して、(4)式で示したように風圧変動は一般流の平均風速で伝搬するためである。その結果、みかけ上風上の風速変動は一般流の平均風速よりも大きい速度で風圧変動に伝搬する。

(5) 角柱風上面に作用する風圧変動のパワースペクトルは、低周波数領域では B/Lx に関係なく準定常パワースペクトルに近づく。しかし高周波数領域では、 B/Lx が大きくなるに従い、準定常スペクトルよりも小さくなる。風圧変動の高周波数領域でのパワースペクトルは、 $Sp(n)/\rho^2 \bar{u}^2 U^2 \cdot B(B/Lx)^{\frac{2}{3}}$ として表わした場合、rapid distortion理論から導びかれるように、 B/Lx に関係なく無次元周波数 $n \cdot B/U$ のみの関数として表わすることができる。また停流点に作用する風圧変動の高周波数領域におけるスペクトルの減少勾配は、rapid distortion理論によって導びかれた値

よりかなり小さい。

(6) 角柱風上面の風圧変動のスケールは、水平・鉛直方向とも、一般流の乱れのスケールや角柱の風上の乱れのスケールよりかなり大きい。また、 B/Lx が大きくなるにつれ、風圧変動のスケールは増大する。同じ B/Lx における風圧変動のスケールは、水平方向の方が鉛直方向より若干大きい。 $B/Lx = 1.47$ における風圧変動のスケールは、水平方向が約1.5倍であった。

(7) 角柱風上面の風圧変動を風速変動に結びつける変換子pressure/velocity admittanceは、全周波数領域にわたって、乱れ強さや乱れのスケールに関係なく、無次元周波数 $n \cdot B/U$ のみの関数として、(8)式によって表現することができる。

(8) 実験により明らかになった風圧変動の特性を考慮して、高層建築物のガスト影響係数を計算したところ、準定常理論による計算値とほぼ等しくなった。従って、高層建築物の場合には、風圧変動のパワースペクトルの減少による応答の減少と風圧変動のスケールの増大による応答の増大が、互いに打ち消し合う結果となるといえる。

参考文献

- 1) Davenport, A.G.: Gust Loading Factors, ASCE, Vol. 93, ST3, 1967, pp 11~34
- 2) Vickery, B.J. and Davenport, A.G.: A Comparison of Theoretical and Experimental Determination of the Response of Elastic Structures to Turbulent Flow, Proc. Research Seminar on Wind Effects on Buildings and Structures, 1967, pp 705~738
- 3) Vellozzi and Cohen, E.: Gust Response Factors, ASCE, Vol. 92, ST6, 1968, pp 1295-1313
- 4) Bearman, P.W.: An Investigation of the Forces on Flat Plates Normal to a Turbulent Flow, Jour. Fluid Mech. Vol. 46, Part 1, 1971, pp 171~188

- 5) 桂順治：直方形建築物に加わる風圧力に関する基礎的研究，京都大学博士論文
- 6) Surry, D.: Some Effect of Intense Turbulence on the Aerodynamics of a Circular Cylinder at Subcritical Reynolds Number, Jour. Fluid Mech. Vol. 52, Part 3, pp543~563
- 7) 河井宏允，石崎潑雄：乱流中にある2次元角柱の風上面に作用する風圧変動について，日本建築学会論文報告集，第230号，1981，pp31~39
- 8) 石崎潑雄，河井宏允：高層建築物に作用する風圧力について—大阪ホテルプラザでの風圧観測結果，JSSC, Vol.14, No.155, 1978, pp66~72
- 9) 松井源吾，永井亮一，田村幸雄，樋口久吾：高層建築物に作用する動風圧について，構造物の耐風性に関する第2回シンポジウム
- 10) Hunt, J. C. R.: A Theory of Turbulent Flow round Two-dimensional Bluff Bodies, Jour. Fluid Mech., Vol.61, part 4, 1973, pp626~706
- 11) Hunt, J. C. R.: Turbulence Velocity near and Fluctuating Surface Pressures on Structures in Turbulent Wind, 4th Int. National Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, 1975, pp309~302
- 12) Goldstein, M. E.: Unsteady Vortical and Entropic Distortions of Potential Flows round Arbitrary Obstacles, Jour. Fluid Mech. Vol.89, part 3, pp433~468
- 13) Durbin, P. A. and Hunt, J. C. R.: On Surface Pressure Fluctuations beneath Turbulent Flow round Bluff Bodies, Jour. Fluid Mech. Vol. 100, part 1, pp161~184
- 14) Britter R. E, Hunt, J. C. R. and Mumford, J. C.: The Distortion of Turbulence by a Circular Cylinder, Jour. Fluid Mech Vol. 92, part 2, 1979, pp269~301
- 15) Comte-Bellot and Corrsin, S.: Simple Eulerian Time Correlation of Full and Narrow-Band Velocity Signals in Grid Generated "Isotropic" Turbulence, Jour. Fluid Mech. Vol. 48, 1971, pp273~337