論

文

正三角柱の空力特性

The characteristics of wind forces acting on an equilateral triangular prism

西村 宏昭*1

Hiroaki NISHIMURA

SUMMARY

A triangular prism has a particular cross-sectional shape in the point of view of the aerodynamic lift force which acts on it in winds; in case that one face of a triangular prism is normal to the approaching flow direction, if the face is facing leeward, the lift force on the prism is not affected by Karman vortices, but on the contrary, if the face is facing windward, the lift force on the prism is strongly affected by Karman vortices.

These phenomena are related to the "after-body" in the wake region: in the former case, the prism has no after-body, and in the latter case, the prism has a volume of after-body in the wake region. The aerodynamic forces acting on the after-body contribute to the galloping phenomenon, too.

In this paper, effects of the after-body on the characteristics of lift force fluctuation and aerodynamic transverse oscillation are described, based on a series of wind tunnel experiments on a three-dimensional triangular prism.

1. はじめに

塔状構造物の断面形状の多くは長方形であり、三角形は比較的少ない。長方形断面柱の空力特性については多くの研究成果があるが、より一般的な角をもつ物体における空力特性を知るために、ここでは三角形断面を取り上げる。

三角形断面柱は、風向によってafter bodyの風直角方向投影面の有無が生じるという意味で、空気力学的に特異な断面である。Fig. 1に示すように、三角形断面の底辺が風下側にあるとき、カルマン渦が直接影響を及ぼすことのできるafter bodyは背面だけになる。背面が

風軸に垂直であるとき、このafter bodyは風直角方向の投影面積が零であることから、揚力変動にはカルマン渦による周期的な変動は現れない。この場合、流れの剥離点より風上側には風直角方向の投影面があり、揚力変動は主として接近流の変動がこの投影面に及ぼす影響によってもたらされる。これと180°逆の風向の場合は、after bodyが風直角方向の投影面をもつので、この面がカルマン渦の影響を直接強く受け、三角柱には周期的な揚力変動が生じる。本論では正三角形断面柱を例に挙げ、角のある物体の揚力変動に及ぼすカルマン渦の影響はafter bodyに注目するべきであるという極め

*1 (財)日本建築総合試験所 主任研究員
General Building Research Corporation, Senior Researcher
(原稿受理:平成9年6月23日)

Fig. 1 剥離せん断層と after body
Schematic diagram of after body

て常識的な事実を述べる。

これまでに三角形断面の空力特性に関する研究の例は比較的少ない。上森ら¹⁾や松本²⁾は境界層中における三次元正三角形断面柱の空力特性や空力応答を明らかにしており、本論でもこれらと比較する。Chenら³⁾は向かい合う2棟の三角形断面高層建築物の空力応答を求めているが、実験では空力不安定性性状は観察しなかったと述べている。また、Twigge-Molecey & Baines⁴⁾は断面の頂点が風上に向く二次元正三角形断面柱の後流変動や空力特性を調べている。本論では高層建築物を想定した三次元正三角形断面柱を取り扱っているが、これは筆者の有する実験装置の都合によるため、本論に述べた定性的性状は二次元柱であっても同様であろうと考える。

なお流体中の物体は、物体の面に垂直な圧力と面に平行な流体の摩擦力を受けるが、高レイノルズ数領域では、通常、摩擦力は圧力に比べて十分小さく無視されることが多い。本論でも、面に垂直な圧力のみを考慮する。

2. 実験概要

実験は、高層建築物を想定した三次元正三角柱に作用する空気力、風圧および空力振動の測定によった。実験模型は正三角形断面柱で、軽量のバルサ材で製作し、一辺 $B = 80\text{mm}$ 、高さ $H = 500\text{mm}$ 、アスペクト比 $H/B = 6.8$ とした。実験模型と空気力の定義を Fig. 2 に示す。使用した風洞は幅 $1.8\text{m} \times$ 高さ 1.3m のエッフェル型吹き出し式境界層風洞である。実験気流は Fig. 3 に示す

Fig. 2 実験模型
Equilateral triangular prism

Fig. 3 風洞気流の鉛直分布
Wind profiles

Fig. 4 風洞気流のパワースペクトル密度
Power spectrum of approach flow

2種類のべき指数 $\alpha = 1/7$ および $1/4$ の境界層乱流とした。接近流の風速変動のパワースペクトル密度を Fig. 4 に示す。空気力の測定には日章電機製5分力風洞天秤を用いた。空気力および風圧測定時の実験風速は模型

頂部で $V = 4.5 \text{ m/s}$ とした。パワースペクトルの解析は 200 Hz でサンプリングしたデータを 1024 個ずつFFT法で求め、 32 回の重ね合わせをした。なお、カルマン渦の存在を知るために Fig. 2 の位置に熱線プローブを置いて後流の風速変動を測定した。また、高さ $z = 340 \text{ mm}$ の水平断面において各面7点ずつ等間隔に設けた計21点の圧力点で風圧分布の測定を行なった。チュービングによる圧力信号の歪みは周波数領域で補正を行なった。

空力振動実験は、バネ支持された剛体三次元正三角柱のロッキング自由振動実験によった。想定した建物の諸元は、単位体積重量 160 kg/m^3 、固有周期5秒、減衰定数 $\eta_s = 1\%$ および 2% とし、模型の縮尺を $1/500$ とした。模型の固有振動数 n_0 は 9.5 Hz とした。

3. 実験結果

各空気力係数は (1) 式のように定義した。

$$C_D = F_D / \frac{1}{2} \rho V^2 BH, \quad C_D' = \sigma_D / \frac{1}{2} \rho V^2 BH,$$

$$C_L = F_L / \frac{1}{2} \rho V^2 BH, \quad C_L' = \sigma_L / \frac{1}{2} \rho V^2 BH \quad \dots\dots (1)$$

ここで、 F_D, σ_D : 抗力の平均値と標準偏差値,
 F_L, σ_L : 揚力の平均値と標準偏差値,

ρ は空気密度である。なお、風圧分布は、三次元柱の風圧を代表させるものとして、淀み点付近の高さにある一断面の測定結果を用いた。風向角 θ は、Fig. 2 のように、断面の底辺が風下側にあり、風軸に垂直であるとき 0° と定義した。

3. 1 平均空気力係数と平均風圧係数

風向角による平均抗力係数 C_D と平均揚力係数 C_L の変化を Fig. 5 に示す。平均抗力係数 C_D は $\theta = 0^\circ \sim 20^\circ$ の間ではほぼ一定値を保ち、 $\theta = 20^\circ \sim 45^\circ$ の間で風向の増加に比例して増加し、 $\theta = 45^\circ \sim 60^\circ$ の間では風向の変化とともにわずかに増加する。一方、平均揚力係数 C_L は $\theta = 0^\circ \sim 25^\circ$ まで風向とともに減少し、 $\theta = 25^\circ \sim 30^\circ$ で負の極値を示した後、 $\theta = 30^\circ \sim 60^\circ$ で漸増し、ゼロに近づく。高さ $z/H = 0.68$ の断面における平均風圧係数 C_p の分布を Fig. 6 に示す。 $\theta = 0^\circ$ の風向では、風上側の2面の平均風圧分布は風上縁に近いところで正圧であるが、風下縁近くでは気流の収束の影響により負圧を示す。 $\theta = 10^\circ$ でac面の風上縁で剥離が生じ始め、風向角が 10° より大きくなるにつれて負圧が強くなり、 $\theta = 25^\circ$ のときに風上縁に最も近い点で極値 -1.1 を示す。 $\theta = 10^\circ \sim 30^\circ$ では、ac面で圧力の回復が認められることから、剥離せん断層が再付着していると考えられる。つまり、 C_L が極値をもつ $\theta = 25^\circ$ の風向では、剥離せん断層は側面で再付着して

Fig. 5 平均抗力・揚力係数
Mean Drag and Lift Coefficients

Fig. 6 平均風圧係数分布 ($\alpha = 1/7, z/H = 0.68$)
Mean pressure coefficients

いるのである。 $\theta = 35^\circ$ のときac面の風圧分布はほぼ一様になり、 $\theta = 35^\circ \sim 60^\circ$ の風向では剥離せん断層は再付着しないと思われる。また $\theta = 45^\circ \sim 60^\circ$ の風向では後縁側の平均風圧係数が前縁側のそれよりも絶対値が大きく、c点を背面の中心と見れば、長方形断面の背面圧を調べた Bearman⁷⁾ の傾向と一致する。

3.2 変動空気係数と変動風圧係数

変動抗力係数 C_D' と変動揚力係数 C_L' の風向角による変化を Fig. 7 に示す。変動抗力係数 C_D' は $\theta = 0^\circ \sim 20^\circ$ ではほぼ一定値を保ち、 $\theta = 20^\circ$ を超えると増大する。一方、変動揚力係数 C_L' は $\theta = 20^\circ$ 付近の風向で極大値をもつが、この風向では後述するようにパワースペクトルにカルマン渦の影響は現れない。カルマン渦の影響が顕著になる $\theta = 40^\circ$ 以上では $\theta = 20^\circ$ に比べ、揚力変動は小さくなる。 $\theta = 20^\circ$ は剥離せん断層がac面の風下縁で再付着していると考えられる風向で、揚力変動が最大値をもつのはストローハル数成分の渦すなわちカルマン渦によるのではなく、剥離せん断層と側面に囲まれる渦すなわち剥離泡によるものと思われる。変動風圧係数 C_p' の分布を Fig. 8 に示す。 $\theta = 0^\circ$ では風上端に近い点で主として接近流の乱れの影響により変動風圧係数が大きい、 θ の増加とともに剥離と再付着が生じるac面の変動風圧係数の増大が顕著とな

るが、再付着が生じない $\theta = 40^\circ \sim 60^\circ$ の風向になればこの面の変動風圧係数は減少する。カルマン渦の影響が現れる風向で、変動風圧が減少することは興味深い。 $\theta = 60^\circ$ では平均風圧係数と同様に、側面の風上側で変動風圧係数は小さく、風下側ほど大きくなる。このことは、側面の風上側で剥離せん断層と側面の距離が大きく、風下側で両者が接近することを示唆していると考えられる。

3.3 変動空気力のパワースペクトル密度

変動空気力のパワースペクトル密度を Fig. 9 に示す。 $\theta = 0^\circ$ のときの抗力変動と揚力変動のパワースペクトルは互いによく似ており、また接近風の風速変動のパワースペクトルともよく似ている。これらにはカルマン渦による鋭いピークは見られないが、Fig. 10 に示す後流変動のパワースペクトルには無次元振動数 $nB/V = 0.1$ (n : 振動数) 付近に鋭いピークが見られることから、この風向においてもカルマン渦は放出されているものと思われる。したがって、 $\theta = 0^\circ$ のときの揚力変動は、after bodyが風直角方向の投影面積をもたないのでカルマン渦の影響を受けず、主として接近流の乱れによって生じるといえる。

$\theta = 60^\circ$ のときの抗力変動のパワースペクトル密度は風速変動のパワースペクトル密度に似た形状をして

Fig. 7 変動抗力・揚力係数
Fluctuating Drag and Lift

Fig. 8 変動風圧係数分布 ($\alpha = 1/7$, $z/H = 0.68$)
Fluctuating pressure coefficients

Fig. 9 変動空気力のパワースペクトル密度 ($\alpha = 1/7$)
Power spectra of fluctuating drag and lift
— drag, — lift

Fig. 10 後流変動のパワースペクトル密度 ($\alpha = 1/7$)
Power spectrum of wake velocity

いるのに対し、揚力変動のパワースペクトルは $nB/V = 0.1$ 付近で鋭いピークをもち、後流変動のパワースペクトルにも $nB/V = 0.1$ 付近にピークが見られる。風向角 $\theta = 60^\circ$ の正三角柱は、剥離点より風上側に風直角方向の投影面をもたず、揚力変動を受ける面は after body のみとなる。after body に風直角方向の投影面をもつこの風向ではカルマン渦の影響を強く受けて、揚力変動のパワースペクトルの $nB/V = 0.1$ 付近に鋭いピークを示すのである。

その他の風向における揚力変動のパワースペクトルは、 $\theta = 0^\circ \sim 20^\circ$ の風向では $\theta = 0^\circ$ の、また $\theta = 40^\circ \sim 60^\circ$ の風向では $\theta = 60^\circ$ のパワースペクトルの特徴

をそれぞれ有している。揚力変動のパワースペクトルの形状に変化が見られるのは $\theta = 20^\circ \sim 40^\circ$ の間で、 $\theta = 25^\circ$ のときにはピークの中心無次元周波数がそれ以前の $nB/V = 0.03$ 付近から $nB/V = 0.1$ 付近に明瞭に移行している。 $\theta = 30^\circ$ から 40° に角度を増すにつれて $nB/V = 0.03$ 付近の低周波数成分は減少し、 $nB/V = 0.1$ 付近のピークが鋭くなる。

なお、 $\theta = 60^\circ$ のときのストローハル数 $St = n_s B/V$ は 0.105 で、松本²⁾の結果と一致する。ここで n_s はストローハル数成分の渦の発生周波数で、パワースペクトルのピーク周波数を用いた。

3.4 横力係数

ギャロッピングにおける準定常理論においては、風直角方向に振動中の物体に作用するある瞬間の振動方向の空気力を、接近風速と物体の振動速度からなる相対風向角における静止物体に作用する静的な空気力で表わすことができる。この静的空気力 F_y は横力と呼ばれ、本実験における平均空気力を用いてこれを表わすと (2) 式になる。

$$F_y = (-C_D \sin \beta + C_L \cos \beta) \cdot \frac{1}{2} \rho B H V^2$$

$$= -C_F \cdot \frac{1}{2} \rho B H (V \cos \beta)^2 \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 C_F は横力係数である。 C_F が相対風向角 β に対して負の勾配をもつとき負減衰効果が発生することはDen Hartog⁵⁾の理論として知られている。Parkinson⁶⁾は相対風向角をもつ風が正方形断面柱に当たるとき、両側面に作用する圧が非対称になり、剥離せん断層が近づく側面により強い負圧が作用することがギャロッピングの発生メカニズムであるとしている。

平均空気力係数から求めた横力係数 C_F および $z/H = 0.68$ の断面における平均風圧分布から(3)式で求めた横力係数 C_{Fp} をFig. 11に示す。

$$C_{Fp} = -\sum_{i=1}^N C_{pi} \cos \gamma / \cos^2 \beta / N \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $C_{pi} \cdot \cos \gamma$ は*i*点の平均風圧係数のY方向の成分で、 γ は基準風向と側面とのなす角度、 N は等間隔に設けた圧力点の数である。ここでは、基準風向を $\theta = 0^\circ$ および $\theta = 60^\circ$ とし、それぞれ基準風向からの偏角 β を相対風向角として表わした。各面の C_{Fp} (Δ , $\blacktriangle$ 印)の

和($\circ$ 印)は淀み点高さ付近の断面における風圧係数から求めた横力係数であり、 C_F ($\bullet$ 印)とよく似た傾向を示す。

C_F は $\theta = 0^\circ$ のとき相対風向角に対して正の勾配、 $\theta = 60^\circ$ のときには負の勾配をもち、それぞれの風向で空気力は正の空力減衰効果、負の空力減衰効果をもたらす。 $\theta = 0^\circ$ の場合、after bodyが風直角方向の投影面をもたないので、 C_F は剥離せん断層の影響を受けないが、風上面で風直角方向の投影面をもつので、風上面の圧が C_F に影響する。Fig. 6に示すように、相対風向角に対する風上面abは正圧、面acは負圧となり、いずれの作用方向も C_F の正の方向と一致する。 $\theta = 60^\circ$ の場合は、 C_F は負の勾配をもち、この風向では側面と剥離せん断層が離れているために、相対風向角が小さい場合には C_F の変化は顕著でなく、相対風向角が大きくなると側面と剥離せん断層が接近し、 C_F の負の勾配が急になる。剥離せん断層がより近づく側面の横力係数の

Fig. 11 横力係数 ($\alpha = 1/7$)
Lateral Force Coefficients
 C_F ; $\bullet$, C_{Fp} ; $\circ = (\blacktriangle + \triangle)$

負の値の絶対値が他方の側面の横力係数の正の値より大きいために、両者の和は負の値をとり、側面で圧力のアンバランスが生じるのである。

なお、渦励振においては、渦の放出に伴って剥離せん断層が物体に接近することで側面の圧力のアンバランスが生じ、空力負減衰効果が作用すると筆者は考えている。なぜなら、完全剥離型の物体では、放出する寸前の最も成長した渦は物体の風下側に位置し、このとき側面に非定常な空気力をもたらすのは剥離せん断層の接近以外にはないと考えるからである。

3.5 空力応答

空力振動実験における風直角方向無次元応答変位 δ_{rms}/H の測定結果を Fig. 12 に示す。ここでは風直角方向応答変位の標準偏差値である。 $\theta = 0^\circ \sim 20^\circ$ の風向では、応答変位は風速の増加とともに単調に増加する。変動揚力は $\theta = 20^\circ$ の風向で最大になるが、応答変位はこの風向で必ずしも最大にはならない。 $\theta = 30^\circ$ の風向のとき、無次元風速 $V/n_0B = 7$ 付近で徐々に応答が増加し、このことはこの風向で定常空気力のパワースペクトルにカルマン渦の弱い影響が見られることに対応する。 $\theta = 40^\circ$ では、 $V/n_0B = 7$ 付近の風速で応答変位は急激に増加して、 $V/n_0B = 8$ 付近でピークを示し、渦励振特有の限定振動の様子を呈する。この風向では定常空気力のパワースペクトルにカルマン渦の影響が明瞭になるのである。 $\theta = 60^\circ$ の場合には、応答は $V/n_0B = 10$ 付近で本測定の限界を超え、それ以降の風速域では振動は発散的になり、渦励振からギャロッピングへ移行したものと考えられる。このことは横力係数の負の勾配が相対風向角の増加とともに急になること

に対応すると思われる。なお、 $\delta_{rms}/H > 7 \times 10^{-3}$ 以上の大きい振動時には、変位計の直線性が悪く、測定値は若干小さい値になっているが、実験結果は松本²⁾と同じ傾向を示す。

応答変位の無次元パワースペクトル密度を Fig. 13 に示す。三角柱静止時における $\theta = 0^\circ$ のときの風直角方向変動空気力は風方向の変動空気力とよく似た特性をもち、接近流の乱れに起因することが、Fig. 7 で明らかであるが、応答変位においても DL 両軸成分のパワースペクトル密度は互いに酷似している。風方向と風直角方向の無次元パワースペクトル密度 $S_D, S_L (= nS(n)/\sigma^2)$ は低周波数域を除き、大部分が一致する。このことからこの風向では風直角方向においてもバフエッティング振動が生じているといえる。なお、渦励振時においても、 S_D は接近流の乱れの成分を含み、バフエッティングの特徴を有する。

$\theta = 0^\circ \sim 30^\circ$ の風向における S_L は、低周波数域で接近流の乱れによる²⁾なだらかなピークが見られる。 $\theta = 0^\circ \sim 20^\circ$ では、高風速域に至るまで比較的low周波数の成分が残るが、 $\theta = 30^\circ$ では高風速域でlow周波数成分は陰を潜め、固有振動数成分だけが卓越する。 $\theta = 40^\circ \sim 60^\circ$ では、 S_L は低風速域において固有振動数成分とストローハル数成分の2つの鋭いピークが見られる。ストローハル数成分は風速の増加とともに高振動数域に移行し、 $V/n_0B = 7$ 付近で2つのピークがほぼ一致して、同期状態になることがわかる。このときパワースペクトル密度は、固有振動数成分のみにピークを有する周期関数の線スペクトルに近い形状をしている。

Fig. 12 風直角方向無次元応答変位 ($\alpha = 1/7$)
Across-wind responses versus the reduced velocity

Fig. 13 応答変位のパワースペクトル密度 ($\alpha = 1/7$, $\eta_s = 1\%$)
Power spectra of responses in across-wind (———),
and along-wind (- - -) direction

3.6 空力減衰

風直角方向振動波形から、RD法⁸⁾により振動時の減衰定数 η を求め、構造減衰定数 η_s との差を空力減衰定数 η_a として、Fig. 14に示す。 η_a は、 $\theta = 0^\circ \sim 30^\circ$ では全風速域で正の値を示すが、 $\theta = 40^\circ \sim 60^\circ$ では $V/n_0B = 6 \sim 7$ 以上の高風速域で負の値になり、自励振動

が生じていることがわかる。なお η_a は、風向に関わらず $V/n_0B = 6$ 付近までの低風速域で風速の増加に伴って減少するが、 $V/n_0B = 6$ 以上の高風速域では、 $\theta = 0^\circ \sim 20^\circ$ では η_a は値が大きくなり、ばらつく傾向が見られるのに対し、 $\theta = 40^\circ \sim 60^\circ$ ではそれまでの風速による η_a の変化のまま減少し続け、ついには負の値にな

Fig. 14 空力減衰定数 ($\alpha = 1/7$, $\eta_s = 1\%$)
Aerodynamic damping coefficients versus the reduced velocity

るといえる。横力係数から推測したとおり、 $\theta = 0^\circ$ では風向に対して斜めに傾いた風上側の2面の差圧が正減衰として作用し、 $\theta = 60^\circ$ ではafter bodyの2面の差圧が負減衰として作用していると考えられる。なお、大振幅時は変位計の直線性が悪いため、RD法による減衰定数が求まっていない。

4. まとめ

三角形断面柱は風向によってafter bodyの風直角方向投影面が変化し、これに伴って空気力、特に変動揚力の特性が著しく変化する。以下に主な結果を示す。

- (1) 正三角形断面のある底辺が風下側にあり、風軸に垂直であるとき ($\theta = 0^\circ$)、後流変動のパワースペクトルを見ると、カルマン渦の放出があることが明瞭であるが、after bodyが風直角方向の投影面積をもたないので、変動揚力はカルマン渦の影響を受けない。
- (2) 一方、断面の底辺が風上側にあるとき ($\theta = 60^\circ$)、after bodyが風直角方向の投影面積をもつので、変動揚力にはカルマン渦の影響が顕著に現れる。
- (3) 変動揚力は、剥離せん断層が側面の風下縁に再付着する風向で、剥離泡の影響を受け最大となるが、このときカルマン渦の影響は明確でない。
- (4) 横力係数の相対風向角による変化の考察から、 $\theta = 0^\circ$ の風向では風上側の2面に作用する圧が共に空力正減衰に作用することが明らかになった。 $\theta = 60^\circ$ の風向では風下側の2面の圧がそれぞれ正と負の減衰効果をもたらすが、そのアンバランスが横力の負減衰効果として作用する。

- (5) 空力振動実験の結果、 $\theta = 40^\circ$ の風向で渦励振が生じ、 $\theta = 60^\circ$ では渦励振からギャロッピングに移行したと考えられる発散的な振動が生じた。これは準定常的表現の横力係数が負の勾配をもつことに対応している。また振動時の波形から求めた空力減衰から、振動が急激に増大する風速域で空力負減衰効果が生じていることがわかった。

謝 辞

本研究を進めるに当たって、大阪市立大学 谷池義人教授に貴重な助言を頂いた。末尾ながらここに記して深く感謝申し上げる。

【参考文献】

- 1) 上森康幹, 崔 恒, 神田順, 基本断面柱に作用する変動風力特性, 第11回風工学シンポジウム, 1990, pp. 161 - 166.
- 2) 松本武雄, 三次元正四角柱および正三角柱の渦列, 変動揚力および渦励振, 第13回風工学シンポジウム, 1994, pp.275 - 280.
- 3) Chen P.W, A.G.Davenport, N.Isyumov, L.E. Robertson, Response of triangular prisms in turbulent wind, J. Str. Div. ASCE, Vol.11, 1971, pp.2679 - 2690.
- 4) Twigge-Molencey, C.F.M. and W.D.Baines, Aerodynamic forces on a triangular Cylinder, J. Eng. Mech. Div. ASCE, Vol.99, 1973, pp. 803 - 818.
- 5) DenHartog 著, 谷口 修, 藤井澄二共訳, 機械振動

論,1970, コロナ社.

- 6) Parkinson, G.V. and J.D. Smith, The Square prism as an Aeroelastic Non-Linear Oscillator, Quart. Journal of Mech. And Applied Math., Vol. XVII, Pt.2, 1964, pp.225 - 239.
- 7) Bearman, P.W and D.M. Trueman, An Investigation of the flow around rectangular cylinders, I.C. Aero. Rep. No.71 - 15, 1971, pp.229 - 237.
- 8) 田村幸雄, 佐々木淳, 佐藤民夫, 高坂隆一, RD法による強風時の構造物の減衰評価, 第12回風工学シンポジウム1992, pp.303 - 308.