平板乱流境界層内に設置された円柱突起まわりの流れ*

筒井 敬之^{*1}, 川原 昌文^{*2}Fluid Flow around a Cylindrical Protuberance Mounted on
a Plane Turbulent Boundary LayerTakayuki TSUTSUI^{*3} and Masafumi KAWAHARA^{*3}Department of Mechanical Engineering, The National Defense Academy,
1-10-20 Hashirimizu, Yokosuka-shi, Kanagawa, 239-8686 Japan

The wind force acting on a cylindrical protuberance placed on a turbulent boundary layer has been investigated. The diameters of the cylindrical protuberance were $D=40$ and 80 mm, the Reynolds numbers based on D were 5.3×10^4 and 1.1×10^5 . The turbulent boundary layer thickness where the cylindrical protuberance was placed was various from 26 to 130 mm. An aspect ratio (= height/diameter) was varied from 0.125 to 1.0 . The flow visualizations by the surface oil-flow pattern method were carried out. The surface pressure distributions on the cylindrical protuberance were measured and the drag and lift coefficients were determined by integration of the surface pressure of the cylindrical protuberance. It was cleared that the correlations among the fluid force, the turbulent boundary layer thickness and the aspect ratio of the cylindrical protuberance.

Key Words: Pressure Distribution, Vortex, Flow Visualization, Boundary Layer, Fluid Force, Cylindrical Protuberance, Three-Dimensional Flow

1. はじめに

冷却塔や原油貯蔵タンク等の円筒形の建築構造物や空冷されるプリント基板上の電子部品等は乱流境界層中の円筒物体としてモデル化でき、耐風設計や保温・冷却等の熱設計上の必要性から、流動や熱伝達特性に関するさまざまな研究が行われてきた^{(1)~(7)}。円筒構造物といえば煙突、冷却塔等の比較的小アスペクト比(H/D =高さ/直径)の大きい構造物が連想されるが、トランジスタ等の電子部品や貯蔵タンクなど小アスペクト比のものも少なくない。これらは円柱突起とも呼ばれ、そのまわりの流れはアスペクト比により大きく変化する。例えば、後流渦は、岡本ら⁽¹⁾によると、 $H/D > 4$ ではカルマン渦、 $H/D \leq 2$ ではアーチ渦となる。 H/D が小さい場合、全表面積に対する自由端面積(上面の面積)の割合が大きくなり、流体力の作用面として突起全体に与える影響は大きい。例えば、屋根に働く局所的な負圧が屋根を破壊した例⁽²⁾もある。小アスペクト比を対象とした研究には、円筒形サイロ

($H/D=0.66 \sim 1.16$)に働く風圧特性⁽³⁾、境界層厚さによる抗力の変化($H/D=0.35$)⁽⁴⁾、抗力やモーメント($H/D=1.0 \sim 4.0$)⁽⁵⁾、近傍後流の特徴($H/D=0.2 \sim 1.0$)⁽⁶⁾等がある。これらの研究では上面の流れの特徴には言及しているが、そこに働く流体力についての考察はほとんどない。

そこで本研究では $H/D \leq 1$ の円柱突起について、耐風設計上の基礎的資料を得ることを目的に、円柱突起まわりの、特に上面に注目し、流体力に及ぼす乱流境界層厚さおよび突起高さの影響を調べた。

記号

 C_D : 抗力係数 C_L : 揚力係数 C_P : 圧力係数 $= (p - p_0) / 0.5 \rho U_0^2$ d_t : トリップワイヤの直径 D : 円柱突起の直径 D_{rag} : 抗力 H : 円柱突起の高さ L_{lit} : 揚力(鉛直上方に働く力) p, p_0 : 表面圧力, 主流静圧 Re : レイノルズ数 $= U_0 \cdot D / \nu$ U_0 : 主流速度

* 原稿受付 2003年4月14日。

^{*1} 正員, 防衛大学校システム工学群 (☎ 239-8686 横須賀市走水 1-10-20)。^{*2} 防衛大学校理工学研究科。

E-mail: tsutsui@nda.ac.jp

u : 流速

u_* : 摩擦速度 $=\sqrt{\tau_0/\rho}$

X : 流れ方向

Y : 幅方向

Z : 鉛直方向

Γ : プーリの形状係数

$$=(\partial_2/U_0)(\partial U_0/\partial x)(U_0\partial_2/\nu)^{1/4}$$

δ : 境界層厚さ ($u/U_0=0.99$ 位置)

$$\delta_1: \text{排除厚さ} = \int_0^\infty (1-u/U_0) dz$$

$$\delta_2: \text{運動量厚さ} = \int_0^\infty (1-u/U_0)(u/U_0) dz$$

τ_0 : 壁面せん断応力

ν : 流体の動粘性係数

ρ : 流体の密度

ϕ : 角度

添 字

z : 高さ z における値

2. 実験装置および方法

座標系と主要記号を図1に示す。実験は測定部断面 $300 \text{ mm} \times 400 \text{ mm}$ 、長さ 1000 mm を有する吹出し風洞で行った。円柱突起の直径は $D=40 \text{ mm}$ および 80 mm 、いずれもアスペクト比 $H/D \leq 1.0$ の範囲で高さを変化させることができる。主流速度は $U_0=20 \text{ m/s}$ 、 D を代表長さとするレイノルズ数は $Re=5.3 \times 10^4$ および 1.1×10^5 である。模型の投影面積と測定部断面積との比は $0.053 \sim 0.0033$ で、ブロックage効果による流れ場への影響は少なく、抗力および揚力係数の補正は行っていない。境界層は、トリッピングワイヤ (T.W.) で乱流遷移させた乱流境界層で、境界層厚さは T.W. の径を変え、変化させた。突起中心位置における厚さは $\delta=26 \sim 130 \text{ mm}$ ($u/U_0=0.99$ 位置) である。径の異なる4種類の T.W. で遷移させた平板上の速度分布と境界層内の対数速度分布を図2(a)、(b)に示す。図2(a)中の Δu は乱れ強さ(変動速度

u' の rms 値)である。図2(a)中には δ のほかに、排除厚さ δ_1 および運動量厚さ δ_2 の境界層の特性も示す。また、平板上には若干の負の圧力こう配があるため、その影響の程度をプーリの形状係数 $\Gamma^{(8)}$ で示す。壁面近傍では乱れ強さが20%と大きいが、図2(b)の対数速度分布から実験条件として許容できると判断した。

まず、油膜法を用いて円柱突起表面流れの可視化を行い、流れのようすを把握した。次に突起表面の圧力を測定し流体力を求めた。圧力測定用模型はアクリル製で、その表面上に内径 0.6 mm の圧力孔を多数設けてある。圧力の計測は多管圧力測定装置を用い、模型を z 軸中心に回転させ全表面の圧力を測定した。計測の概要を図3に示す。

(a) velocity profile

(b) turbulent boundary layer

Fig. 2 Velocity distribution on the plane

Fig. 1 Flow geometry and coordinates system

Fig. 3 Measurement system

Fig. 4 Flow around the cylindrical protuberance ($D=80$ mm, $H/D=0.5$, $\delta=26$ mm, $Re=1.1 \times 10^5$)

3. 実験結果および考察

3・1 流れの可視化 円柱突起まわりの流れを説明するため、図4(a), (b)に油膜法による流れの可視化写真を、また(c)には油膜模様から推察した流れのスケッチを示す。円柱突起上面の前端から広がっている三日月形の白い油膜の領域(図4中S.B.)は前縁はく離泡で、中央部よりやや後方の弓なりの油膜のすじ(R.)は、前縁からのく離せん断層の再付着位置である。前縁はく離泡と再付着位置の間は逆流領域(R.F.)である。側面には、上端から斜め後方に向かう吹下ろし(D.W.)による油膜のはがれが確認できる。平板との付け根付近に $\phi=0 \sim -90^\circ (270^\circ)$ にかけて細い油膜の線が観測できる。これは図4(c)に示しているが、付け根付近に形成された回転方向の異なる二つの馬てい形渦の内側の渦によるものである。円柱突起背面には、突起後方の平板上に再付着したせん断層の逆流による再付着跡が、後方よみ点(R.St.)を中心に扇形に広がっている。

図5(a)~(d)は、高さ H および境界層厚さ δ を変化した場合の円柱突起表面の油膜模様である。なお写真は、製図の第三角法の要領で配置してある。図5(a)~(c)は H を、(b)と(d)は δ をそれぞれ変化した場合である。 H および δ の変化の影響が顕著に現れているのは上面である。 H が小さくなるほど、また δ が大きくなるほど再付着位置は上流に移動し、前縁はく離泡領域は小さくなっている。図5(a)の $H/D=1.0$ では、正面の前方岐点を示す油膜がすじ状に残っている。また、側面のはく離位置が

Fig. 5 Surface oil-flow patterns of the cylindrical protuberance ($D=80$ mm, $U_0=20$ m/s)

上下端を除き、ほぼ真つすぐなことから、二次元性が強いことが推察できる。アスペクト比が小さくなった図5(b), (c)では、正面の前方岐点は点状で、側面のはく離位置の模様には二次元性がなくなり、背面の扇形の再付着領域の割合が大きくなっている。図5(b)と(d)では上面以外、顕著な違いは見られない。

高さ H および境界層厚さ δ の影響が上面に顕著に現れることから、上面の中心線上($y=0$)の再付着位置 x_r/D と H/δ の関係を図6に示す。 H/δ による変化は、

 Fig. 6 Reattachment point on the roof ($U_0=20$ m/s)

 Fig. 7 Pressure coefficient contours of the cylindrical protuberance ($D=80$ mm, $U_0=20$ m/s)

どの境界層厚さにおいても $H/D=0.25$ 前後を境に傾向が変化している。 H/δ が小さくなるほど、またアスペクト比が小さくなるほど再付着位置は上流側になる。

3・2 圧力分布 図7(a)～(d)に、図5と同じ条件での円柱突起上面と側面の圧力分布を等高線で示す。図7中の数字は圧力係数 C_p の値である。この圧力分布と油膜模様とを重ねると、上面の圧力は、再付着位置とその下流領域で高く、上流に向かい徐々に低くなる。図7(a)では、逆流領域と前縁はく離泡領域の境目が最低値位置となっている。側面では、はく離位置が圧力最低値位置と対応している。前方岐点領域はアスペクト比が小さいほど狭く、値は低い。前方岐点の圧力減少は近寄り速度の減少によるもので、 δ の増加によっても低くなる。背面では、扇形の再付着領

 Fig. 8 Pressure distribution of the cylindrical protuberance ($D=80$ mm, $U_0=20$ m/s, $y=0$)

域で圧力が高くなっている。詳細な圧力分布の特徴を示すため、円柱突起の中心線上 ($y=0$) の圧力分布を図8(a)～(d)に示す。前方岐点の圧力係数 $C_{p/z}$ 、上面の圧力係数、背圧係数 C_{pbz} 、そして中央部に高さ z での抗力係数 C_{Dz} を示した。 C_{Dz} については後述する。突起の輪郭の内側は正圧、外側は負圧である。上面には図6の可視化写真から求めた、再付着位置(R.)、逆流領域(R. F.)、前縁はく離泡領域(S. B.)を示してある。圧力係数の極大値位置と再付着位置、圧力勾配の急な領域と逆流領域、前縁付近の低圧力領域と前縁はく離泡領域が対応している。再付着位置が下流であるほど前縁はく離泡・逆流領域、つまり低圧領域、が拡大するため、負圧による吸引力が増大し、その着力点は下流側へ移動する。前・背面を見ると図8(a)の場合、前方岐点の圧力係数 $C_{p/z}$ は、図5(a)のすじ状の油膜模様範囲 ($z/H=0.3\sim 0.7$) で $C_{p/z}=1.0$ の一定値である。背圧係数 C_{pbz} は前述の付着領域、特に後方岐点付近で高い。アスペクト比が小さくなる図8(b), (c)の場合、三次元性が強くなり、また近寄り速度が減少するため $C_{p/z}$ は $z/H=0.7$ 付近で極大値となり、その値は(b)では $C_{p/z}\approx 0.9$ 、(c)では $C_{p/z}\approx 0.7$ と減少する。 C_{pbz} は付着流れが背面全体を覆うため、後方岐点付近を除き、高さによる変化はほとんどない。抗力は物体前後の圧力差によるため、抗力係数 C_{Dz} の分布形状は $C_{p/z}$ のそれと近い。境界層厚さが変化する図8(b), (d)の場合、(d)は(b)よりも近寄り速度が遅いため、 $C_{p/z}$ の極大値は(b)ほどはつきりと現れていない。

いずれの場合にも前面には、前述の二つの馬蹄形渦の境目(図4参照)の $z/H=0.1\sim 0.2$ 付近に $C_{p/z}$ の

Fig. 9 Drag coefficient and lift coefficient of the cylindrical protuberance

極小値が、また背面には、再付着流れのよどみ点(図4, R. St. 参照)の $z/H=0.1\sim0.2$ 付近に C_{pz} の極大値が見られる。

3.3 流体力 円柱突起に働く抗力係数 C_D および揚力係数 C_L は圧力分布を積分して求めた。まず、前述の C_{Dz} は次式で求められる。

$$C_{Dz} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} C_{pz} \cos \phi d\phi \quad (1)$$

円柱突起全体の抗力係数 C_D は次式で求められる。

$$C_D = \int_0^1 C_{Dz} d\left(\frac{z}{H}\right) \quad (2)$$

次に揚力係数を求める。ここで揚力とは上面に働く鉛直方向の力を指し、耐風設計では屋根荷重または風荷重と呼ばれる。上面に働く鉛直方向の力 (L_{int}) は次式で表される。

$$L_{\text{int}} = (\bar{p} - p_0) \pi D^2 / 4 \quad (3)$$

ここで $\bar{p}$ は上面の平均圧力である。揚力係数 C_L は次のようになる。

$$C_L = \frac{(\bar{p} - p_0) \pi D^2 / 4}{(1/2) \rho U_0^2 \pi D^2 / 4} = \bar{C}_p \quad (4)$$

C_L は上面の平均圧力係数 $\bar{C}_p$ として求めることができる。なお、符号は鉛直上方向を正とする。

乱流境界層内の物体に働く流体力の支配因子は、 u_*/U_0 , $u_*\delta/\nu$, H/δ , δ/D であることはこれまでの研

Fig. 10 Correlations among C_D , C_L and u_*/U_0 Fig. 11 Correlations among C_D , C_L , H/δ , u_*/U_0 and δ/D

究⁽⁵⁾ からよく知られており、ここでもそれにならいう整理する。ここで u_*/U_0 と $u_*\delta/\nu$ については、図2(b)中に示す境界層内の速度分布の式から次のような関係がある。

$$\frac{U_0}{u_*} = 5.75 \log \frac{u_*\delta}{\nu} + 5.1 \quad (5)$$

それゆえ、独立した因子は u_*/U_0 , H/δ , δ/D の三つである。 C_D , C_L は同次元なので、それぞれ次のように表される。

$$C_D = \frac{D_{\text{rag}}}{(1/2) \rho U_0^2 H D} = f\left(\frac{u_*}{U_0}, \frac{H}{\delta}, \frac{\delta}{D}\right) \quad (6)$$

$$C_L = \frac{L_{\text{int}}}{(1/2) \rho U_0^2 \pi D^2 / 4} = f\left(\frac{u_*}{U_0}, \frac{H}{\delta}, \frac{\delta}{D}\right) \quad (7)$$

実験では、先の三つの因子をパラメータとし、それぞれ独立して変化させた。圧力分布から求めた抗力係

Fig. 12 Comparison of drag coefficient

 Fig. 13 Direction of the fluid force ($D=80$ mm, $U_0=20$ m/s)

 Fig. 14 Correlation between x_c/D and x_r/D

数 C_D と揚力係数 C_L を図 9(a), (b) に示す。 C_D , C_L はともに H/δ に比例する。 そのような配は摩擦速度 $u*/U_0$ により変化し、 C_D ではその傾向が顕著である。 そこで、 C_D , C_L のような配と $u*/U_0$ の関係を図 10 に示す。 それぞれの配は $u*/U_0$ の一次式で表され、 C_D , C_L とは次の関係にある。

$$C_D \propto (H/\delta)^{27(u*/U_0)-0.75} \quad (8)$$

$$C_L \propto (H/\delta)^{24(u*/U_0)-0.07} \quad (9)$$

これらを踏まえた δ/D との関係を図 11(a), (b) に示す。 最終的に C_D , C_L は次式で表される。

$$C_D = 0.468(\delta/D)^{0.154}(H/\delta)^{27(u*/U_0)-0.75} \quad (10)$$

$$C_L = 0.581(\delta/D)^{0.592}(H/\delta)^{24(u*/U_0)-0.07} \quad (11)$$

H/δ の指数が $u*/U_0$ の一次式となる理論的説明は困難であるが、 式(10)については、 図 12 に示すように谷口ら⁽⁵⁾、 筒井ら⁽⁴⁾の結果とよく一致している。

図 13(a)～(c) に円柱突起に働く流体力を示す。 パラメータは境界層厚さ δ である。 図 13 中の $\bar{D}$, $\bar{L}$ は C_D , C_L に、 直径 D を 1 とした投影面積 H/D 、 上面の面積 $\pi/4$ をそれぞれ掛けた無次元の抗力と揚力で、 ベクトルはその合成力である。 ベクトルの原点 (x_c/D , z_c/H) は揚力および抗力の着点で、 それぞれ次式で求められる。

$$x_c/D = \frac{\int_{-1/2}^{1/2} C_{Lx} \left(\frac{x}{D} \right) d\left(\frac{x}{D} \right)}{\int_{-1/2}^{1/2} C_{Lx} d\left(\frac{x}{D} \right)} \quad (12)$$

ここで C_{Lx} は上面の位置 x における揚力係数である。

$$z_c/H = \frac{\int_0^1 C_{Dz} \left(\frac{z}{H} \right) d\left(\frac{z}{H} \right)}{\int_0^1 C_{Dz} d\left(\frac{z}{H} \right)} \quad (13)$$

δ が薄いほど合成力は大きく着点を中心軸寄りで、 この傾向はアスペクト比が大きいほど強い。 各 δ の合成力のベクトルは、 図 13(a) ではかろうじて二つ

が確認できるが、(b)、(c)では判別できないほど重なり、 δ の合成力に与える影響がわずかなものであることがわかる。アスペクト比が小さくなると投影面積 H/D 近寄り速度、また上面のはく離泡領域いずれも減少するため、合成力の大きさは減少し、その方向は上向きに変化する。 z_c/H は H/D 、 δ によらずほぼ 0.51 で、谷口らの結果と一致する。 x_c/D は上面に形成される前縁はく離泡・逆流領域の位置と大きさにより変化し、前縁からのはく離せん断層の再付着位置とも関連する。図 14 に揚力の着力点 x_c/D と再付着位置の関係を示す。再付着位置は中心軸からの距離 ($x_c/D - 0.5$) で示す。両者には一定の関係がある。

4. 結 論

平板乱流境界層内に円柱突起を設置し、突起高さと乱流境界層厚さを系統的に変化させ、突起に働く流体力の特性を調べた。得られたおもな結論は次のとおりである。

(1) 上面に働く鉛直方向の力(揚力)は、前縁はく離泡・逆流領域の負圧によるものである。

(2) 抗力係数 C_D および揚力係数 C_L は次式で求められる。

$$C_D = 0.468(\delta/D)^{0.154}(H/\delta)^{27(u_* / U_0) - 0.75}$$

$$C_L = 0.581(\delta/D)^{0.592}(H/\delta)^{24(u_* / U_0) - 0.07}$$

(3) アスペクト比が小さくなると投影面積 H/D 、

近寄り速度、また上面の前縁はく離泡・逆流領域いずれも減少するため、抗力と揚力の合成力の大きさは減少し、その方向は上向きに変化する。

ただし、これらの結論は、平板上には若干の圧力こう配があり、壁面近傍での乱れ強さは約 20% と高めという条件下で得られたものである。

終わりに、本研究にご協力いただいた本学学生の秋山継徳君、近藤琢磨君に謝意を表す。

文 献

- (1) 岡本史紀・砂走行貞・井上政人, 平板壁上の有限長円柱の渦放出に及ぼす縦横比の影響, 機論, 57-537, B (1991), 1586-1591.
- (2) 社団法人日本鋼構造協会編, 構造物の耐風工学, (1997), 68, 東京電機大学出版局.
- (3) Sabransky, I. J. and Melbourne, W. H., Design Pressure Distribution on Circular Silos with Conical Roofs, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 26 (1987), 65-84.
- (4) 筒井敬之・五十嵐保・中村元, 平板乱流境界層に置かれた円柱突起まわりの流動と熱伝達, 機論, 65-633, B (1999), 1716-1724.
- (5) 谷口清一・坂本弘志・有江幹男, 乱流境界層の中に存在する直立円柱周辺の流れ(円柱の直径と高さが異なる場合), 機論, 46-405, B (1980), 802-812.
- (6) 岡本史紀・角田和巳・岡田栄治・藤田淳一, 平面壁上の有限円柱の近傍後流, 機論, 63-613, B (1997), 2923-2929.
- (7) 谷口清一・坂本弘志・有江幹男, 乱流境界層内に埋没する直立円柱周辺の流れ(円柱高さと直径が同一の場合), 機論, 46-411, B (1980), 2078-2085.
- (8) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 6th ed., (1968), 629, McGraw-Hill.