

隅角部に曲率を有する断面周辺流れの二次元数値流体解析

Two-dimensional Flow Simulations around a Square Prism with Rounded Corners

河村進一*・久保喜延**・山口栄輝***

Shin-ichi KAWAMURA, Yoshinobu KUBO and Eiki YAMAGUCHI

*学生会員 工修 九州工業大学大学院 工学研究科設計生産工学専攻 (〒804-8550 福岡県北九州市戸畑区仙水町 1-1)

**正会員 工博 九州工業大学教授 工学部建設社会工学科 (〒804-8550 福岡県北九州市戸畑区仙水町 1-1)

***正会員 Ph.D. 九州工業大学助教授 工学部建設社会工学科 (〒804-8550 福岡県北九州市戸畑区仙水町 1-1)

The present study deals with the difference of the aeroelastic responses of a square prism with rounded corners. It was made clear that the aeroelastic responses were different between two-dimensional and three-dimensional models. Therefore, the present study as first step compares the aeroelastic performances between experimental results and numerical analysis approach of two-dimensional models. According to comparison of both results, it was made clear that the numerical results can explain about experimental results.

Key Words: rounded corner, square prism, two-dimensional flow simulation

1. はじめに

橋梁の主塔や高層建築物などの塔状構造物は、長大化あるいは高層化に伴い、剛性の低い柔構造となるため、渦励振やギャロッピングなどの空力弾性振動が問題となる。このような振動を抑制するためには、構造的な制振だけでなく振動の原因となる空気力を低減させることが重要となってくる。矩形断面を有する構造物では、隅切りや隅欠きなどの隅角部の形状を変化させることが、空気力を低減させることに対して有効であることが明らかにされている^{1)~3)}。

著者らは、正方形角柱の隅角部にローターを取り付け、これを回転させることにより境界層を制御する空力的アクティブ制振法に関する研究を行ってきたが、その中で塔状構造物を模擬した三次元弾性模型による応答測定により、ローターを回転させない場合、すなわち隅角部に曲率を持たせた場合においても制振効果が期待されることを報告し⁴⁾、無次元曲率半径 $R/B=0.1$ の断面について、二次元数値流体解析による検討も行っている⁵⁾。また、二次元模型を用いて曲率半径を変化させて応答測定を行った結果⁶⁾、応答特性は二次元模型と三次元模型との間でかなりの差を生じることが明確になった。

そこで本研究では、まず二次元模型の隅角部形状に

よる特性を把握するために、周りの流れに対して二次元数値流体解析を行い、解析結果から得られた周辺流れ場の観察および風洞実験結果との比較によって、空力特性に対する考察を行うことにした。

2. 解析手法

2.1 支配方程式

対象とする物体の周辺の流れ場は、非圧縮粘性流体と仮定すると、支配方程式は連続の式と Navier-Stokes の式となる。これらの式を代表流速 U 、代表長さ B 、密度 ρ を用いて無次元化すると、以下の式になる。

$$D = \text{div } \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \text{grad}) \mathbf{u} = -\text{grad } p + \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{u} \quad (2)$$

ここで $\mathbf{u}$ 、 p 、 Re はそれぞれ流速ベクトル、圧力、レイノルズ数を示す。

2.2 離散化と解法アルゴリズム

計算アルゴリズムには MAC 法⁷⁾を用い、式(1)を直接解く代わりに、式(2)の発散をとることによって得られる Poisson 方程式(3)と Navier-Stokes の式を交互に解くことによって時間進行を行う。

$$\Delta p = -\operatorname{div}((\mathbf{u} \cdot \operatorname{grad})\mathbf{u}) - \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{1}{Re} \Delta D \quad (3)$$

ここで、時間積分を Euler の陽解法で近似し、時間積分間隔を δt とすると、式(3)および(2)は次のようになる。

$$\Delta p^{n+1} = -\operatorname{div}((\mathbf{u}^n \cdot \operatorname{grad})\mathbf{u}^n) + \frac{D^n}{\delta t} \quad (4)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\delta t} + (\mathbf{u}^n \cdot \operatorname{grad})\mathbf{u}^n = -\operatorname{grad} p^{n+1} + \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{u}^n \quad (5)$$

ここで、変数の右上の添字は時間ステップを示す。解析では、式(4)を SOR 法で解いて圧力 p^{n+1} を計算し、式(5)より流速を求める。ただし、式(3)に含まれる D は連続の式(1)が完全に満たされるならば 0 となるはずであるが、初期条件あるいは境界条件の不正確さや時間進行による誤差の累積を避けるために $D^n \neq 0$ 、 $D^{n+1} = 0$ として扱っている。また、式(3)の右边第三項は他の項とのオーダー評価から無視している。

空間の離散化は、支配方程式を一般曲線座標に変換し、すべての変数を同一点に配置するレギュラーメッシュ上で、対流項は式(6)に示す三次風上差分⁸⁾、その他の空間項は二次中心差分を使用した。

$$\begin{aligned} U \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_i &\cong U_i \frac{-f_{i+2} + 8(f_{i+1} - f_{i-1}) + f_{i-2}}{12\delta x} \\ &+ |U_i| \frac{f_{i+2} - 4f_{i+1} + 6f_i - 4f_{i-1} + f_{i-2}}{4\delta x} \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 U は移流速度であり、 δx は計算空間上での格子間隔である。

3. 解析モデルおよび風洞実験概要

3.1 解析モデル

本研究で対象とする物体の断面形状は、図-1に示すような辺長 B の正方形を基本形とし、その前縁隅角部の曲率半径 R を変化させたものである。解析空間は半径 $30B$ の円形とし、解析対象物体をその中心に配置して、周方向に 128 点、径方向に 64 点の O 型格子を作成した。物体表面近傍の最小格子間隔は $0.0025B$ としている。境界条件は遠方境界に一樣流 ($u = 1$, $v = 0$, $p = 0$)、物体表面に滑りなしの条件 ($u = v = 0$) を与え、物体表面に対して法線方向の圧力勾配零 ($\partial p / \partial n = 0$) を課している。次節で述べる風洞実験による表面圧力測定結果との比較のために、レイノルズ数は $Re = 1.3 \times 10^4$ とし、解析は無次元時間 $t/U = 200$ まで、時間積分間隔 1.0×10^{-3} にて行い、空気力は表面圧力を積分することによって求めた。

3.2 風洞実験

解析結果の信頼性について検討するために、静的空気力および表面圧力の測定を行った。実験に使用した模型の形状は、図-2に示すような $B = 100\text{mm}$ 、長さ $l = 782\text{mm}$ であり、隅角部の部材を交換することによって、曲率半径を $R = 0 \sim 50\text{mm}$ (無次元曲率半径 $R/B = 0 \sim 0.5$) に変更するこ

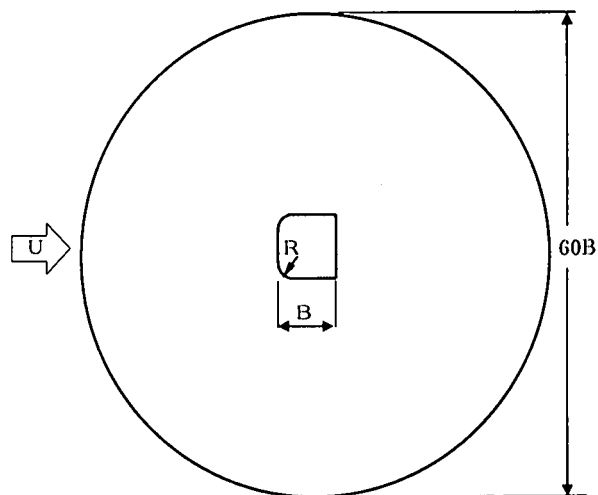


図-1 解析領域

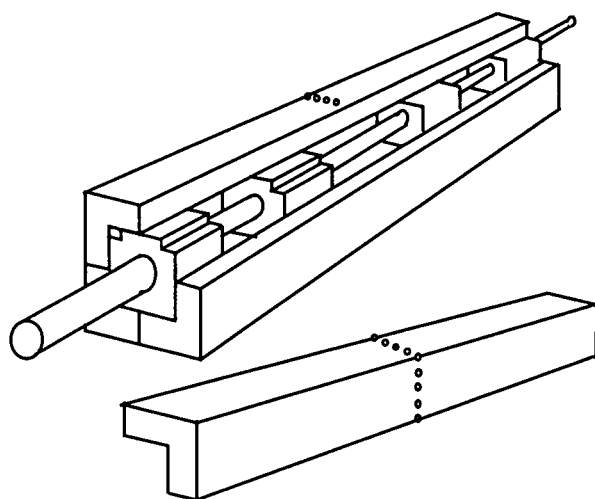


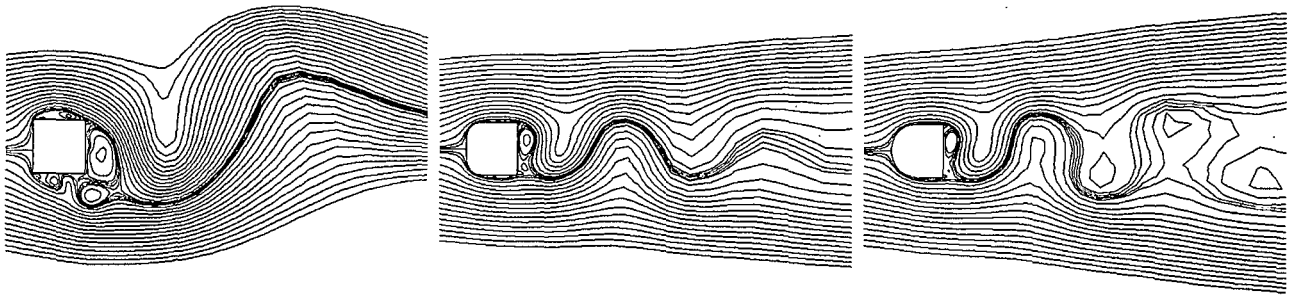
図-2 実験模型

とができる。中央部断面には図-2に示す圧力測定孔を設置している。使用した風洞は九州工業大学所有の空力弾性試験用風洞(ゲッチングン型、測定部断面 $1780 \times 910\text{mm}$)である。

静的空気力は、模型両端を三分力天秤で支持して測定した。風速は三分力天秤の出力が安定するように一樣流速 $U = 9\text{m/s}$ に設定し、その時のレイノルズ数は $Re = 6.2 \times 10^4$ であった。測定は動歪み計を使用し、測定結果はその平均値のみを記録している。

圧力測定は、一樣流中で迎角 $\alpha = 0^\circ$ について、風速 $V = 1.25 \sim 10.0\text{m/s}$ ($Re = 8.5 \times 10^3 \sim 1.0 \times 10^5$) で行った。圧力測定孔は、導圧チューブを介して、風洞外部に設置された差圧センサ(Scanivalve 社製 ZOC 17/8Px)に接続されている。得られたアナログデータはパソコン上の A/D 変換ボードによってデジタル変換し、サンプリング周波数 500Hz 、サンプリング時間 60 秒の時系列データとして記録した。

なお、風洞閉塞率は 5.6% となり、閉塞効果による測定値への影響が考えられるが、これに対する補正は行っていない。

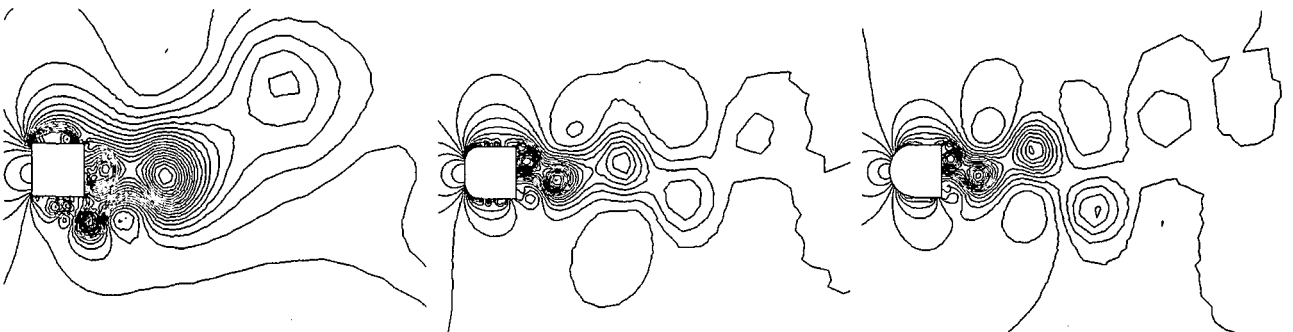


(a) $R/B=0$

(b) $R/B=0.3$

(c) $R/B=0.5$

図-3 流線図

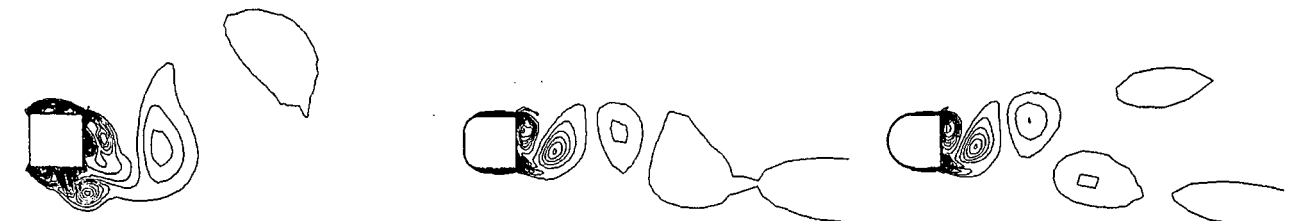


(a) $R/B=0$

(b) $R/B=0.3$

(c) $R/B=0.5$

図-4 圧力分布図



(a) $R/B=0$

(b) $R/B=0.3$

(c) $R/B=0.5$

図-5 渦度分布図

4. 結果および考察

4.1 流体解析による流れ場

流体解析によって得られた変動揚力が最大となる瞬間の流線図、圧力および渦度の分布図を図-3～図-5に示す。正方形角柱である $R/B=0$ では、側面に形成された剥離せん断層が後縁付近で強い渦を作り、それらが互いに干渉しあって、後流に強い渦を放出している。しかし、この渦はカルマン渦列のような規則的な渦配置にはなっていない。このような結果は $R/B=0.1$ の場合にも見られるが、 $R/B \geq 0.2$ になると周辺の流れに変化が現れ、 $R/B=0$ とは異なった流

れ場を形成する。 $R/B=0.2 \sim 0.4$ では、剥離せん断層内にスケールの小さい渦が側面に沿って並び、物体背後での渦は規則的なカルマン渦列の配置になることが、圧力分布から確認できる。さらに $R/B=0.5$ においては、前縁に相当する曲率部あるいは側面で剥離せず、完全に物体表面に沿って流れ、後縁から剥離した渦がそのままカルマン渦列を形成している。このような流れの変化は、前縁隅角部の曲率半径が大きくなることによって、その近傍を通る流れの曲率が大きくなり、剥離せん断層厚が狭まることに起因すると考えられる。

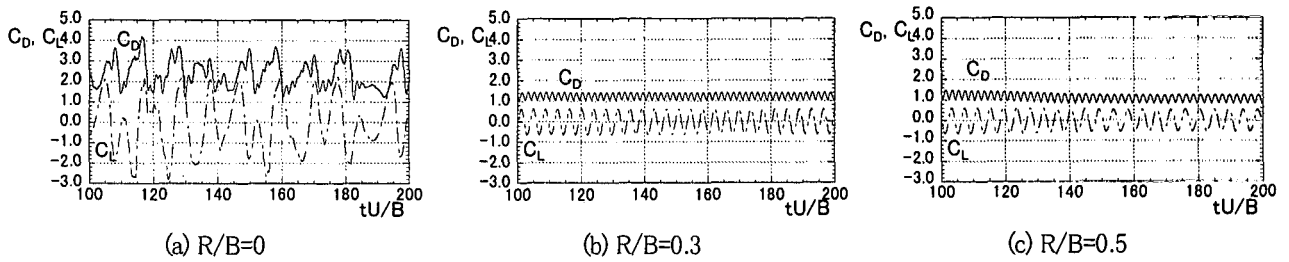


図-6 空気力の時刻歴(解析値)

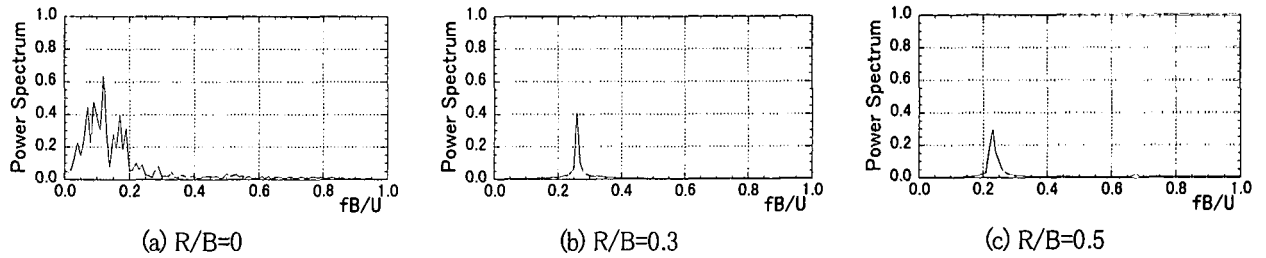


図-7 揚力のスペクトル解析結果(解析値)

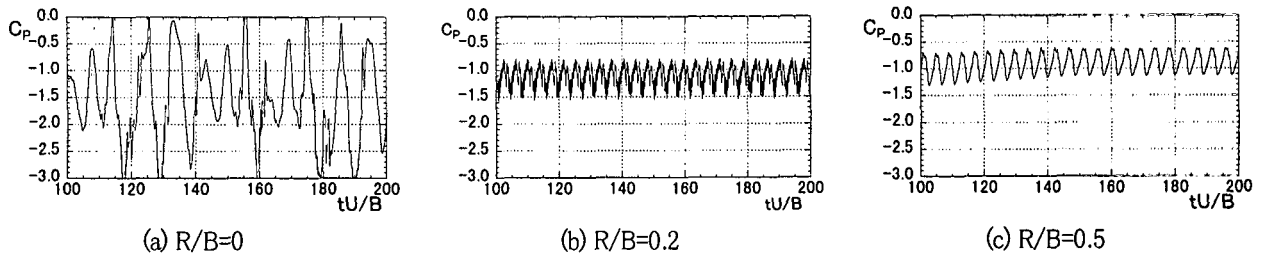


図-8 側面圧力の時刻歴(解析値, 後縁から 0.25B 上流側の位置)

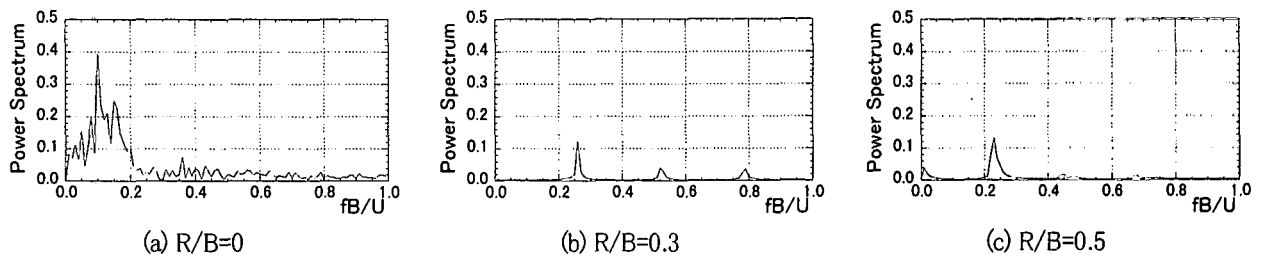


図-9 側面圧力のスペクトル解析結果(解析値, 後縁から 0.25B 上流側の位置)

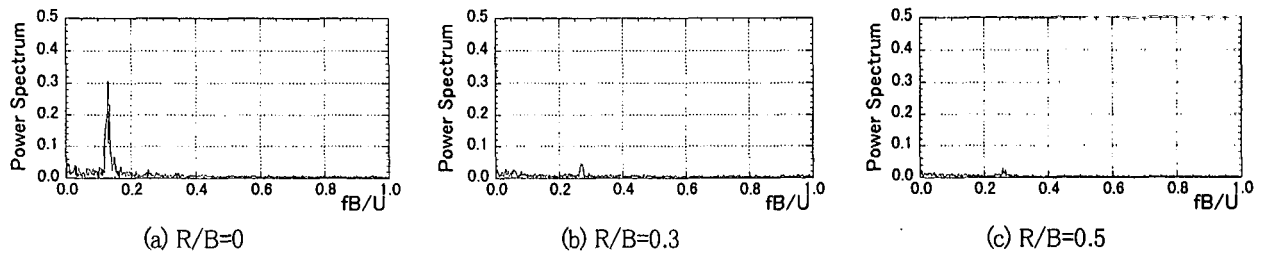


図-10 側面圧力のスペクトル解析結果(実験値, 後縁から 0.25B 上流側の位置)

4.2 空気力特性

前節で述べたような周辺流れの変化によって、空気力特性にも曲率半径による違いが明確に現れている。図-6に示すように解析によって得られた抗力および揚力の時刻歴は、 $R/B \leq 0.1$ において揚力変動は完全な正弦波とはなら

ず、複雑な変動波形となっている。しかし、 $R/B \geq 0.2$ においては揚力変動は正弦波に近くなっている。これは揚力変動をスペクトル解析することによっても確認でき、図-7に示すように $R/B \leq 0.1$ では複数のスペクトルピークが存在しているのに対し、 $R/B \geq 0.2$ では単一のピークを持っている。

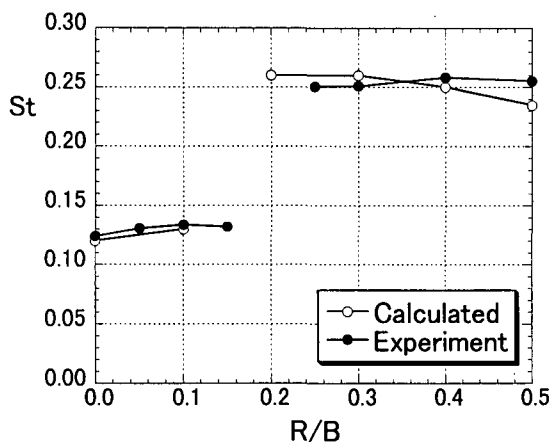


図-11 ストローハル数の解析値と実験値の比較

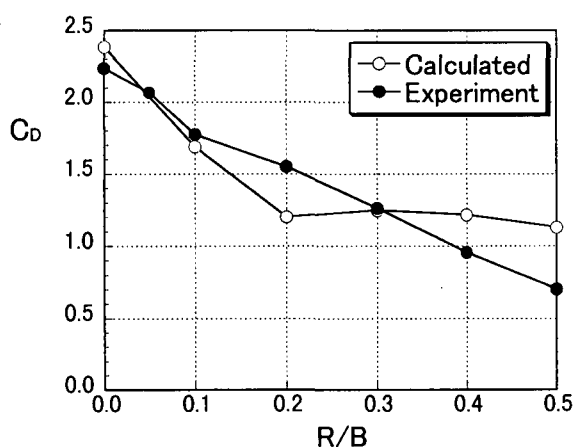
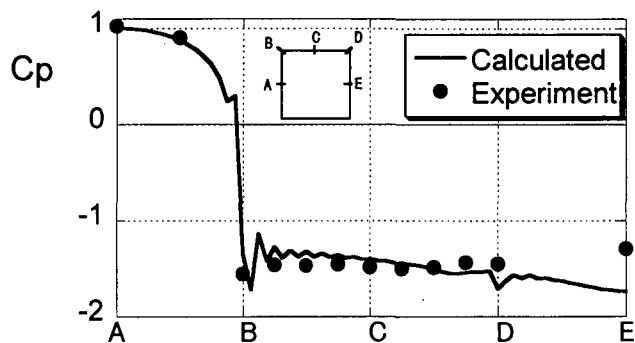
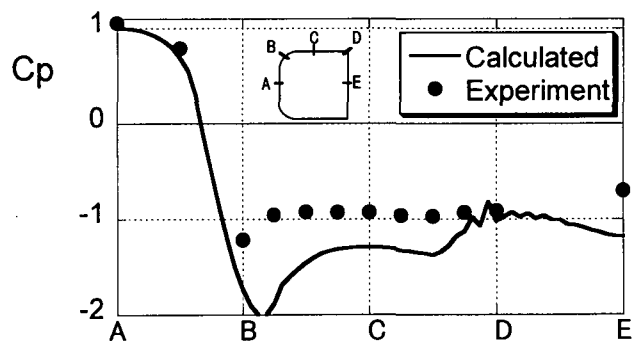


図-12 抗力係数の解析値と実験値の比較

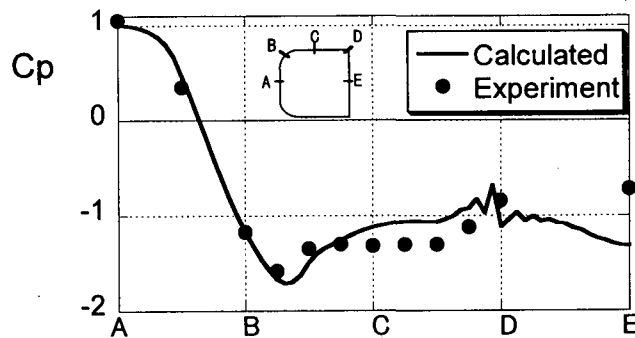
また、曲率半径の増加によって揚力振幅も減少している。このように揚力が変化するのは物体背後に放出される渦と関連付けて考えることができる。 $R/B \leq 0.1$ の断面では、剥離せん断層の不安定性により、後縁付近で渦どうしの干渉が起こるのに対して、 $R/B \geq 0.2$ では剥離せん断層が薄く、安定なまま後縁に達するため、主に後縁からの剥離によって、物体背後の渦が形成され、渦の相互干渉が現れずに揚力変動は正弦波に近い形になると考えられる。しかし、図-4(b)に示しているように、 $R/B=0.2 \sim 0.4$ では物体側面に小さい渦が並んでいる。これらの渦の揚力変動に対する影響について検討するために、図-8、図-9に側面の後縁から $0.25B$ 上流側の位置における表面圧力の時刻歴とそのスペクトル解析結果を示している。図-6と図-8を比較すると、(a)、(c)に関しては揚力と表面圧力の周波数や位相は一致しているが、(b)に示す $R/B=0.3$ では、揚力の周波数よりも明らかに高い周波数で表面圧力が変動している。図-9(b)のスペクトル解析結果を見ると、表面圧力は、揚力変動のピーク周波数だけでなく、より高周波数側にもピークが存在することが確認できる。つまり、表面圧力には高周波数成分が含まれているが、側面全域の積分量である揚力にはほとんど現れない結果となっている。図-10に実験に



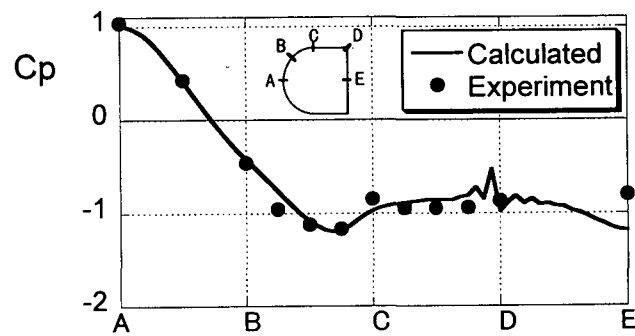
(a) $R/B=0$



(b) $R/B=0.2$



(c) $R/B=0.3$



(d) $R/B=0.5$

図-13 平均圧力分布の解析値と実験値の比較 ($Re=1.3 \times 10^4$)

よる側面圧力のスペクトルを示しているが、実験による圧力変動はストローハル数成分のみにピークが現れ、解析値と実験値を比較すると、最大ピークの周波数はほぼ一致するものの、そのピーク値で示される圧力変動については、解析値は実験値よりも大きく計算されている。これは、二次元空間で解析を行ったために、三次元的な流れの影響を考慮できていないためであると考えられる。

図-11には解析および実験値より得られたストローハル数を示しているが、両者はほぼ一致し、実験で得られる $R/B=0.2$ でストローハル数が急変する現象⁹⁾が二次元解析においても捉えられている。また図-12では平均抗力係数 C_D の解析値と実験値との比較をしているが、 R/B の増加に伴い抗力係数は減少するという大局的な傾向は、実験値と解析値の両方に見られるものの、実験値では R/B の増加によって抗力係数がほぼ線形的に減少しているのに対して、解析値では $R/B \geq 0.2$ において、ほぼ一定の C_D になっており、その傾向が異なっている。これは、解析において流れの自由度を二次元に限定したためであるとも考えられるが、解析と実験とでレイノルズ数の違いもあるため、一概に判断することはできない。そこで、レイノルズ数を一致させて行った平均圧力測定結果との比較によって解析結果の検証を行う。図-13(b)の $R/B=0.2$ は側面の平均圧力に関する解析値と実験値との違いがはっきりと現れている。しかし、図-12に示しているように $R/B=0.2$ は、ストローハル数が急変する曲率半径であり、表面剥離現象の遷移領域であると解釈して除外すると、前面および側面における圧力係数はすべての断面において、解析値と実験値はほぼ一致している。しかし、抗力係数値の大小に直接関係する背面の圧力に関しては、すべての断面で解析値は実験値に比べてやや小さい値となっている。このため、解析によって得られた抗力係数は、実験結果に比べて大きい傾向にある。今回の実験では、背面の圧力は1点しか測定しなかったため詳しく検討することはできないが、これは従来から言われているように二次元空間で計算を行っているために、三次元的な流れの影響が強いと考えられる後流域において、渦を強く評価してしまうことによるものであろう。そのため、数値解析によって抗力係数を定量的に評価するためには周辺流れの三次元性を取り入れなければならないと考えられる。

5. まとめ

前縁隅角部に曲率を有する断面を対象として、その曲率半径を変化させて、二次元数値流体解析と風洞実験を行い、両者の比較を行った。以下に本研究で得られた主な結果を列挙する。

- (1) 側面の平均圧力分布は $R/B=0.2$ を除くと実験値と解析値はほぼ一致しているが、解析による側面圧力の変動量は、実験値よりも大きい。また、すべての断面において、解析によって得られた背面の圧力は実験

値よりも小さい。これらの理由として二次元数値流体解析では、流れの三次元性が考慮されないということが考えられる。

- (2) R/B が大きくなることによって、側面における圧力の変動量は低下する。
- (3) 平均抗力係数の解析値と実験値は定性的に一致し、 R/B が大きいほど抗力係数は低下する。
- (4) ストローハル数の解析値と実験値はほぼ一致し、 $R/B=0.2$ を境に急変する現象が解析でも確認された。
- (5) 解析によって得られた流れ場の観察から、 R/B が大きくなることに伴って、剥離せん断層厚が狭まり、剥離せん断層内の渦のスケールが小さくなるため、上記の(2)~(3)のような空力特性の変化が起これと考えられる。

参考文献

- 1) 河井宏允, 高口真, 中村孝行: 超高層建築物の渦励振に及ぼす隅の形状の効果, 第13回風工学シンポジウム論文集, pp.281-286, 1994.
- 2) 天野輝久: 一様流中における三次元正四角柱の渦励振およびギャロッピングに及ぼす隅欠き・隅切の効果, 日本建築学会構造系論文集, 第478号, pp.63-69, 1995.
- 3) 田村哲郎, 宮城哲矢: 超高層建築物に作用する空気力の低減効果に関する基礎的研究, 第14回風工学シンポジウム論文集, pp.365-370, 1996.
- 4) 久保喜延, V.J.モディ, 小坪千野, 加藤九州男, 山口栄輝: 動く表面を用いた境界層制御による塔状構造物の空力弾性振動に対する制振, 構造工学論文集, Vol.41A, pp.823-828, 1995.
- 5) 久保喜延, 山口栄輝, 河村進一, 藤浩二郎, 林田宏二: 円形隅角部を有する正方形角柱の空力特性, 第14回風工学シンポジウム論文集, pp.281-286, 1996.
- 6) Kawamura, S., Kubo, Y. and Yamaguchi, E.: Computational Study of Aerodynamic Characteristics of Square Prisms with Rounded Corners, *Proc. of the Second Asian Computational Fluid Dynamics Conference*, pp.201-206, 1996.
- 7) Harlow, F. H. and Welch, J. E.: Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface, *The Physics of Fluids*, Vol.8, pp.2182-2189, 1965.
- 8) Kawamura, T. and Kuwahara, K.: Computation of High Reynolds Number Flow around a circular cylinder with Surface Roughness, *AIAA paper*, 84-0340, 1984.
- 9) 河村進一, 久保喜延, 山口栄輝: 前縁隅角部に曲率を有する断面の応答特性と表面圧力特性, 構造工学論文集, Vol.44A, pp.995-1000, 1998.

(1998年4月24日受付)