

# 断面辺長比 2:1 矩形柱の風の傾斜角による空力特性に関する 数値流体解析

Calculations of Aerodynamic Properties of Rectangular Cylinder with Slenderness Ratio of 2:1  
Under Various Angles of Attack

平野 廣和\*・丸岡 晃\*\*・渡邊 茂\*\*\*

Hirokazu Hirano, Akira Maruoka and Shigeru Watanabe

\*正会員 工博 中央大学教授 総合政策学部 (〒192-0393 東京都八王子市東中野 742-1)

\*\*正会員 博士(工学) 八戸工業高等専門学校助手 建設環境工学科 (〒039-1192 青森県八戸市田面木字上野平 16-1)

\*\*\*正会員 修士(工学) 三井造船(株)鉄構・物流事業本部 技術部 (〒196-0012 東京都昭島市つつじヶ丘 1-1-50)

This paper deals with a study on calculating aerodynamic properties of a rectangular cylinder with slenderness ratio of 2:1 section using computational fluid dynamics (CFD). Based on the result of wind tunnel test, the aerodynamic properties of 2:1 section were investigated under various angles of attack. The lift and drag force coefficients and Strouhal number were evaluated. Sharp peak and the discontinuity in Strouhal number were recognized at angle of attack  $23^\circ$  and  $88^\circ$ , respectively. In conclusion, we confirmed the effectiveness of the present computational flow analysis because the present computational result greatly corresponds with the wind tunnel test.

**Key Words :** aerodynamic forces, rectangular cylinder, vortex shedding, separated flow, CFD, LES

## 1. はじめに

数値流体解析のベンチマーク問題<sup>1) 2)</sup>で広く用いられている長辺と短辺の長さの比が 2:1 の 2 次元矩形柱は、風の傾斜角によって揚力、抗力、ストローハル数の特性が急変することが松本ら<sup>3)</sup>の風洞実験により指摘されている。この断面は、風の傾斜角により完全剥離型から再付着型、周期的再付着型へと流れのパターンが変化するなど、剥離点位置が前縁から後縁へと変化する境界をも含むものであり、空気力特性がさまざまに変化する特徴がある。代表的な現象としては、断面の長辺を風軸直角方向から反時計回りに回転させた傾斜角を  $\beta$  とすると、 $\beta = 23^\circ$  でストローハル数にピークが見られ、また  $\beta = 88^\circ$  で 2 つのストローハル数が現れるとされている。数値流体解析においてこの現象が再現できれば、静的な流れ場および空気力特性の迎角変化を捕らえたこととなり、数値流体解析の信頼性を議論する上で大きな意義を持っている。

このようなことから、本論文では断面辺長比 2:1 の矩

形柱断面モデルを用い、種々の風の傾斜角のもとでの静的空気力特性に関する数値流体解析を行った。ここで用いた数値流体解析手法は、著者らが従来より提案している 3 次元解析<sup>4) 5) 6)</sup>にもとづく解析手法である。この手法は、剥離点が固定されている断面で、完全剥離型断面<sup>4)</sup>ならびに再付着型断面<sup>5) 6)</sup>の両者において、2 次元解析では不可能であった流れの状態と空気力特性をほぼ正確に再現することができる実績を有している。

上記の数値流体解析の結果と風洞実験<sup>3)</sup>で得られている結果との比較により、静的な流れの場合および空気力の傾斜角変化の再現性の検討により、風の傾斜角の違いにより流れの状態が変化する矩形柱断面の静的空気力特性をほぼ再現することができた。さらに、数値流体解析による時間平均流線および物体表面圧力分布より、風の傾斜角に伴う静的空気力特性の考察を行った。その結果、傾斜角の変化に伴って流れの剥離点が移動することで、物体に作用する空気力の特性も変化することがわかったので、本論で報告する。

## 2. 基礎方程式

本研究では、比較的高いレイノルズ数領域での Bluff な断面まわりの流れを扱うため、剥離・再付着の現象を忠実に再現できることが必要である。さらに、空気力の算出に直接起因する物体表面の変動圧力をより正確に求めることも必要になる。そこで、平均量・変動量とも風洞実験とよく対応する解が得られることが知られている Large Eddy Simulation (LES) における Smagorinsky Sub-grid Scale(SGS) モデルを用いた。

### 2.1 非圧縮性 Navier-Stokes 方程式

解析領域を  $\Omega$  とすると、非圧縮性粘性流れの LES による基礎方程式は、filtering 操作の施された以下の非圧縮性 Navier-Stokes 方程式によって表される。

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} - \mathbf{f} \right) - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}(p, \mathbf{u}) = 0 \quad \text{on } \Omega \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \text{on } \Omega \quad (2)$$

ここで、各変数は filtering による格子平均である。 $\mathbf{u}$  は流速、 $p$  は圧力、 $\mathbf{f}$  は外力、 $\rho$  は密度、また、 $\boldsymbol{\sigma}$  は応力テンソルであり、次のように定義される。

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\sigma}(p, \mathbf{u}) &= -(p + \frac{2}{3}\rho k_t)\mathbf{I} + 2(\mu + \rho\nu_t)\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}), \\ \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}) &= \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $\mu$  は粘性係数、 $\mathbf{I}$  は単位テンソル、また  $k_t$  および  $\nu_t$  は、SGS 成分の乱流エネルギーと渦動粘性係数である。

境界条件は、以下のように与えられる。

$$\mathbf{u} = \mathbf{g} \quad \text{on } \Gamma_g \quad (4)$$

$$\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{h} \quad \text{on } \Gamma_h \quad (5)$$

ここで、 $\mathbf{n}$  は境界  $\Gamma$  における外向き単位法線ベクトル、また、 $\Gamma_g$  および  $\Gamma_h$  は、それぞれ、ディレクレおよびノイマン型境界条件に対応する境界である。

### 2.2 Smagorinsky SGS モデル

乱流モデルに Smagorinsky SGS モデルを導入した場合、SGS 成分の渦動粘性係数は以下ようになる。

$$\nu_t = (C_s h)^2 (2\varepsilon_{ij}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

ここで、 $C_s$  は Smagorinsky 定数、また、 $h$  は filter 幅であり、壁面付近では  $h$  に Van Driest の壁面減衰関数  $(1 - \exp(-y^+/25))$  を乗じている。 $y^+$  の定義は、 $y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}$  であり、 $y$  は壁面からの距離、 $u_\tau$  は壁面摩擦速度、 $\nu$  は動粘性係数である。

## 3. 数値流体解析手法

数値流体解析手法に有限要素法の解析手法である IBTD/FS 法<sup>7)</sup>を適用する。本手法において、運動方程式 (1) は IBTD 法、連続式 (2) は FS 法により離散化される。本手法では、流速と圧力は分離して求め、それぞれ、陰的に解くことになるが、代数方程式の行列が対称となる特徴を持つため、対称行列用の代数方程式の解法のみで解析することが可能である。本研究では、代数方程式の解法に SCG 法を用いた。また、有限要素には、流速と圧力に対して双 1 次の四角形要素を用いた。

## 4. 解析条件

図-1 に 2 次元平面の解析領域を示す。ここで、矩形柱断面の長辺の長さを  $D$  と定義する。断面の長辺が風に対して垂直となる状態を傾斜角  $\beta = 0^\circ$  と定義し、反時計回りに回転させる方向を正の角度とする。図-2 に傾斜角  $\beta = 23^\circ$  における要素分割図を示す。解析に用いた各パラメータを表-1 に示す。計算は 3 次元領域で行い、軸方向長さ  $3.2D$  を 64 分割、傾斜角  $\beta$  は  $0^\circ, 20^\circ, 23^\circ, 25^\circ, 27^\circ, 45^\circ, 84^\circ, 88^\circ, 90^\circ$  の 9 ケースを実施した。Reynolds 数は、 $D$  を代表長として  $Re_D = 24,000$  である。この値は、長辺の長さ  $D=0.09\text{m}$ 、風速  $4.0\text{m/s}$  で実施された風洞実験<sup>3)</sup> の Reynolds 数と同一である。

表-1 解析パラメータ

|                      |                    |
|----------------------|--------------------|
| Reynolds 数 $Re_D$    | 24,000             |
| Smagorinsky 定数 $C_s$ | 0.1                |
| 時間増分 $\Delta t$      | $0.025D/U$         |
| 軸方向分割幅 $\Delta z$    | $0.05D$            |
| 総接点数                 | $11,230 \times 64$ |
| 総要素数                 | $11,100 \times 64$ |

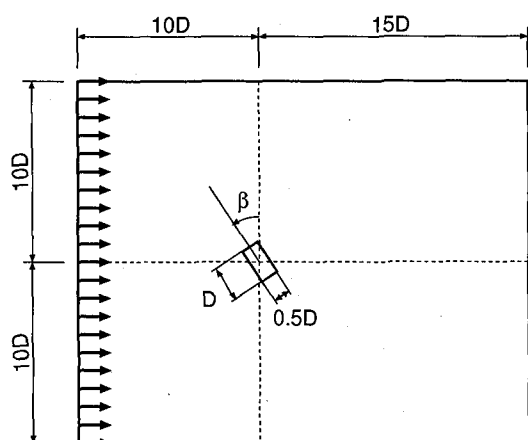


図-1 2次元平面の解析領域

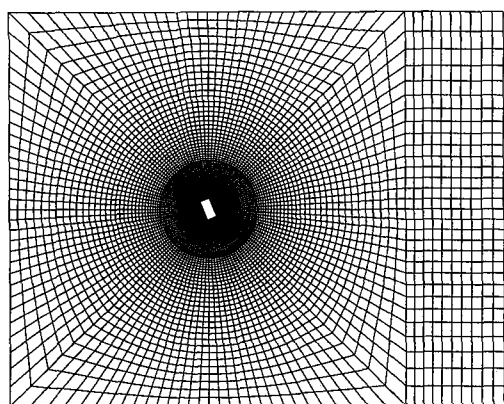


図-2 要素分割図 (β = 23°)

## 5. 解析結果と考察

### 5.1 静的空気力

図-3に抗力係数  $C_D$ 、図-4に揚力係数  $C_L$ 、図-5にストローハル数  $S_t$  の風洞実験結果と解析結果の比較を示す。なお、空力特性の評価に用いた静的空気力係数である抗力係数  $C_D$ 、揚力係数  $C_L$  ならびにストローハル数  $S_t$  の定義は、以下に示すとおりである。

$$C_D = \frac{F_D}{0.5 \rho U^2 \bar{D} l}, \quad C_L = \frac{F_L}{0.5 \rho U^2 \bar{B} l},$$

$$S_t = \frac{f_s \bar{D}}{U}$$

ここで、 $F_D$ 、 $F_L$  は抗力・揚力の時間平均、 $\rho$  は空気密度、 $l$  はスパン長、 $f_s$  は渦放出周波数であり、 $\bar{D}$  および  $\bar{B}$  は流れに直角な面へ投影した断面の長さおよび流れに平行な面へ投影した断面の長さである。なお、本研究では渦放出周波数  $f_s$  を揚力の周波数分析によって算出している。

図-3に示すように傾斜角に伴う抗力係数  $C_D$  の変化を風洞実験結果と解析結果で比較すると、解析結果の

方が  $\beta = 0^\circ \sim 45^\circ$  ではやや大きく、 $\beta = 84^\circ \sim 90^\circ$  ではやや小さい傾向を示している。図-4の風洞実験結果と解析結果における揚力係数  $C_L$  の変化は、両者の結果に大差は見られない。また、風洞実験で示されている  $\beta = 23^\circ$  ならびに  $\beta = 84^\circ$  付近での最大・最小のピークを数値流体解析でもよく再現している。図-5の風洞実験結果と解析結果におけるストローハル数  $S_t$  の変化は、風洞実験結果よりも解析結果の方が若干値が低い傾向を示すが、解析結果においても風洞実験結果ほど顕著ではないものの  $\beta = 23^\circ$  付近で最大のピークとなり、 $\beta = 90^\circ$  で最小となる傾向が再現できている。ところが、風洞実験結果では  $\beta = 88^\circ$  でストローハル数が2成分現れたが、解析結果では低い方の成分を再現するのみであった。ただし、傾斜角のわずかな変化によりこの付近でのストローハル数の急変をとらえることができているので、風洞実験で指摘されているとおり、この付近で流れの変化があることを裏付ける結果となっている。

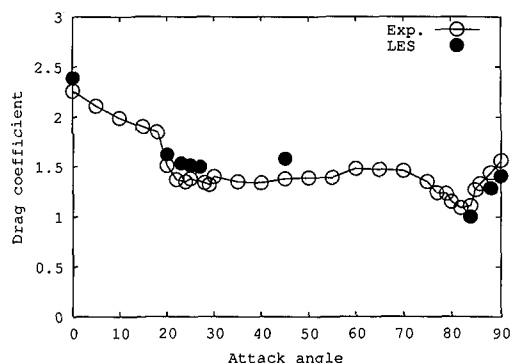


図-3 抗力係数  $C_D$  の風洞実験結果と解析結果の比較

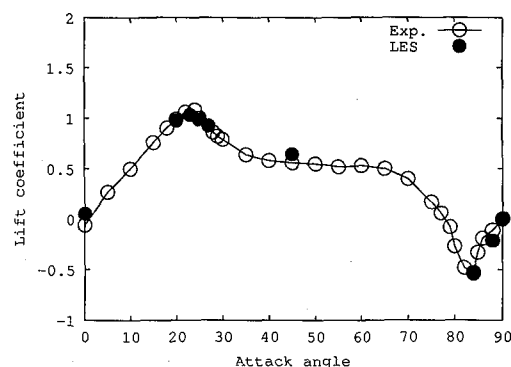


図-4 揚力係数  $C_L$  の風洞実験結果と解析結果の比較

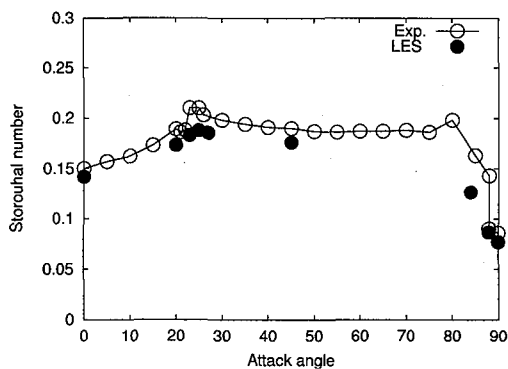


図-5 ストローハル数  $S_t$  の風洞実験結果と解析結果の比較

## 5.2 変動空気力

図-6 に傾斜角  $\beta = 0^\circ, 23^\circ, 45^\circ, 84^\circ$  における抗力係数  $C_D$  および揚力係数  $C_L$  の時刻歴を示す。

傾斜角  $\beta = 0^\circ$  の場合、抗力係数  $C_D$  の値が高いモードと低いモードの両者が混在していることがわかる。数値解析結果の  $C_D$  は風洞実験結果よりも若干大きめに評価されているが、数値解析では風洞試験よりも  $C_D$  の値が高いモードの発生頻度が高い可能性がある。

傾斜角  $\beta = 23^\circ$  を越えると、抗力および揚力係数の変動幅は小さくなっている。 $\beta = 23^\circ \sim 45^\circ$  にかけてはそれぞれの結果には大きな差は見られない。また、 $\beta = 0^\circ \sim 45^\circ$  では、抗力係数  $C_D$  の値が高い場合に揚力係数  $C_L$  の振幅は大きくなり、値が小さい場合に振幅は小さくなる傾向を示す。

一方、傾斜角  $\beta = 84^\circ$  では、抗力係数の高いモードと低いモードが混在することはなく、比較的小振幅で一定な変動を繰り返す。よって、傾斜角  $\beta = 84^\circ$  の流れ場も前述の  $\beta = 45^\circ$  までのものと比べ、大幅に変化していると思われる。

## 5.3 流れの状態

図-7 に傾斜角  $\beta = 0^\circ, 20^\circ, 23^\circ, 25^\circ, 27^\circ, 45^\circ, 84^\circ, 88^\circ, 90^\circ$  の9ケースにおける時間平均流線を示す。

### (1) $0^\circ \leq \beta < 23^\circ$

$\beta = 0^\circ$  では流れの剥離点位置は物体の上下面とも前縁に固定されており、剥がれた流れが物体後方で巻き込む渦とその渦と逆回転の2次渦が断面上下面の後縁部に発生している様子がわかる。この前縁から剥がれた大きな流れは、物体側面へ再付着せず完全剥離の状態となっている。また、上下前縁から逆位相で剥がれた

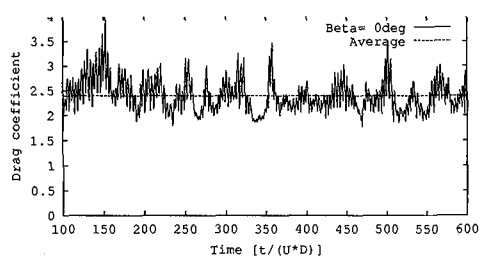
流れは、断面背面へ回り込み、その物体背面での流れ場の干渉により周期的な物体力を発生させている。さらに、完全剥離型特有の断面上下面後縁の2次渦の発生が前縁から発達した剥離せん断層の変動を大きくすることから、図-6の  $\beta = 0^\circ$  に示すように他の傾斜角と比べて空気力の変動が大きいと考えられる。 $\beta = 0^\circ$  より傾斜角が増加すると、断面上下の時間平均流れの対称性が崩れ、流れの場に対称という拘束が無くなるので、図-6に示す空気力の変動も小さくなったと考えられる<sup>4)</sup>。また  $\beta = 0^\circ$  より傾斜角が増加するに従い、断面上面の剥離せん断層は断面側面に近づき、断面下面は遠ざかる傾向を示す。これは、図-4における傾斜角の増加に伴う揚力係数  $C_L$  の増加傾向一致している。この揚力の増加傾向は、風洞実験と同様に  $\beta = 23^\circ$  まで続く。この増加範囲内にある  $\beta = 20^\circ$  の流線図からもわかるように、断面上面では断面前縁から発達した剥離せん断層が時間平均的に断面後縁部分に再付着をしていない。

### (2) $\beta = 23^\circ$

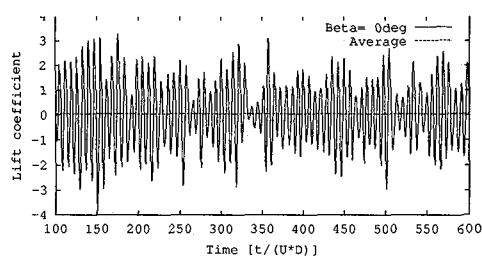
$\beta = 23^\circ$  になると、揚力係数  $C_L$  ならびにストローハル数  $S_t$  がピーク値を示し、抗力係数  $C_D$  は、この傾斜角を越えると角度によらずほぼ一定の値を示している。また、流れ場は、断面上面では前縁から発達した剥離せん断層が断面後縁部分に時間平均的に再付着している。これに対し断面下面では前縁で剥離後、大きく離れる傾向を示している。さらに断面上面では剥離バブルが見られ、この部分が大きな負圧となることから、揚力が  $\beta = 23^\circ$  でピークを示したと思われる。よって、 $\beta = 23^\circ$  を境に物体に周期的に作用する空気力は、上面の後縁と下面の前縁から剥がれた流れの干渉で発生するようになる。その結果、図-3から図-5示すように、 $\beta = 23^\circ$  付近で抗力、揚力およびストローハル数に変化が見られたと考えられる。

### (3) $23^\circ < \beta \leq 45^\circ$

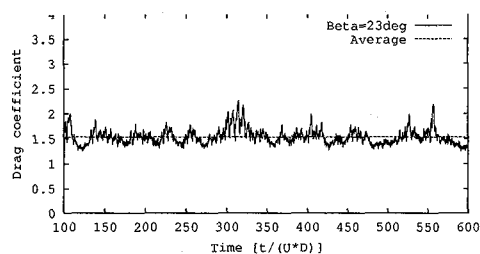
$\beta = 23^\circ \sim 45^\circ$  においては、流れの剥離位置が一方は前縁、他方は後縁に固定され、流れのパターンに大きな変化は生じていないものと推測される。ただし、傾斜角が大きくなるに従って徐々に剥離バブルが小さくなり負圧が減少し、揚力も小さくなっていくと考えられる。



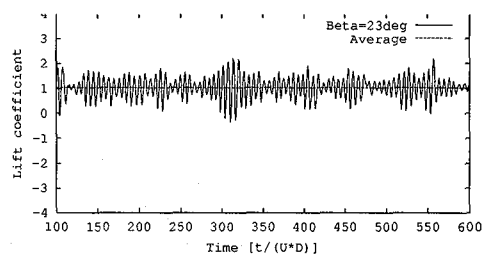
抗力係数  $\beta = 0^\circ$



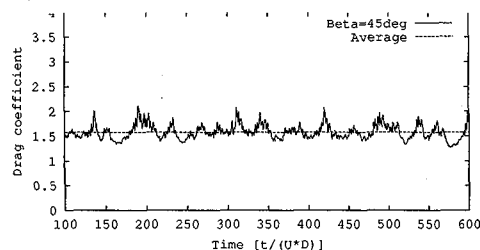
揚力係数  $\beta = 0^\circ$



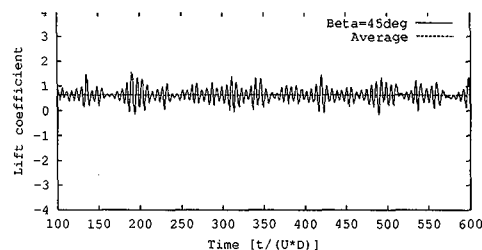
抗力係数  $\beta = 23^\circ$



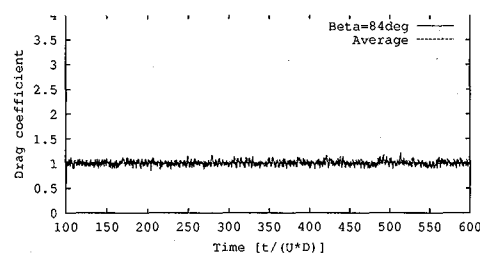
揚力係数  $\beta = 23^\circ$



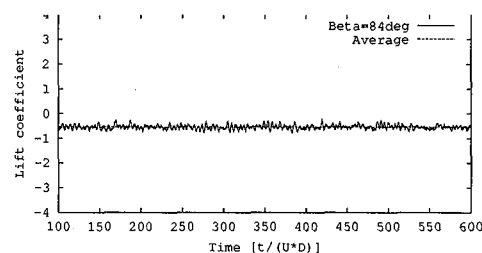
抗力係数  $\beta = 45^\circ$



揚力係数  $\beta = 45^\circ$



抗力係数  $\beta = 84^\circ$



揚力係数  $\beta = 84^\circ$

図-6 抗力係数  $C_D$  ならびに揚力係数  $C_L$  の時刻歴

$\beta = 45^\circ$  となると、断面上面では流線が矩形柱に付着したままの状態を示している。 $\beta = 45^\circ$  で剥離バブルが無くなり流線が矩形柱に付着するため、揚力がさらに小さくなると推測される。

#### (4) $45^\circ < \beta \leq 84^\circ$

$\beta = 84^\circ$  まで空気力の発生を支配するのは、上面の後縁と下面の前縁から剥がれた流れにより形成される流れ場である。この傾向が変わらないことは、図-3 から図-5 に示す抗力係数  $C_D$ 、揚力係数  $C_L$  およびストローハル数  $S_t$  に急激な変化が生じていないことが

らもわかる。ところが、 $\beta = 84^\circ$  になると断面下面では、前縁から発達した剥離せん断層が断面後縁部再付着していることがわかる。これは  $\beta = 23^\circ$  の断面上面で見られた流れの剥離点移動が下面で生じ、その結果、 $\beta = 23^\circ$  と同様に抗力係数  $C_D$ 、揚力係数  $C_L$  およびストローハル数  $S_t$  に変化が生じたと考えられる。

#### (5) $84^\circ < \beta \leq 90^\circ$

$\beta = 88^\circ$  では、剥離点位置が完全に前縁の両端に移動し、断面辺長比 1:2 断面の完全剥離型の流れ場になっている。さらに、 $\beta = 90^\circ$  の時間平均的な流れ場は物体上下

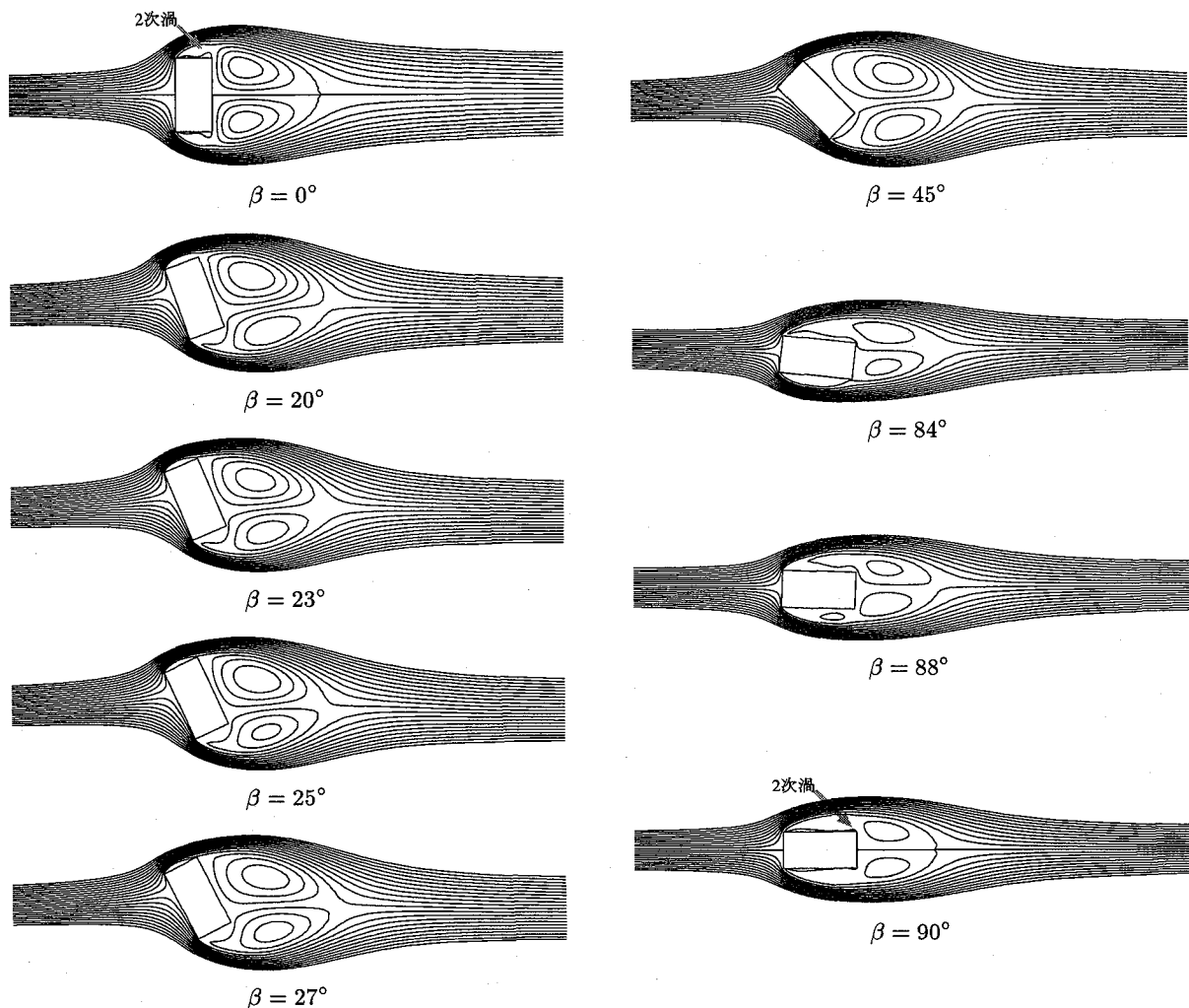


図-7 時間平均流線の変化

面に対称となり、2次渦が確認できる。ここでの変化は、 $\beta = 0^\circ$  から  $\beta = 23^\circ$  の変化時に比べ、傾斜角度の小さな範囲で空気力の発生を支配する流れの剥離点が移動している。よって、実験で確認された  $\beta = 88^\circ$  でのストローハル数の2成分は、物体下面後縁部に再付着する流れ場と完全剥離型の流れ場のそれぞれの成分であると考えられ、この2種類の流れ場が交互に現れる複雑な現象が生じていると推測できる。よって、 $\beta = 84^\circ$  と  $\beta = 88^\circ$  の流れの違いが、ストローハル数の急変を生じさせた要因と考えられる。さらに傾斜角が  $\beta = 90^\circ$  となると明確に完全剥離型の流れへと移行していることがわかる。なお、数値解析結果では、ストローハル数が1成分しか確認されなかったが、この値は  $\beta = 90^\circ$  の値に近い成分であることから、数値解析の流れは既に完全剥離型に移行した後を求めているものと考えられる。

#### 5.4 表面圧力分布

図-8に各傾斜角における表面圧力係数  $C_p$  の時間平均および変動量(標準偏差)の分布を示す。ここで、(a)は傾斜角  $\beta$  の範囲が  $\beta = 0^\circ \sim 27^\circ$  であり、(b)は  $\beta = 45^\circ \sim 90^\circ$  である。なお、表面圧力係数  $C_p$  は、以下の式で定義している。

$$C_p = \frac{p - p_0}{0.5\rho U^2}$$

$\beta = 0^\circ$  では他の傾斜角のケースと比較し、AB・BC・CD間での圧力分布の平均が低く、変動量が大きくなっている。前縁部のA・D点での負圧が断面上下面・背面にかけて大きく変化しないことは、完全剥離型の流れの傾向を示している。また、断面上下面での後縁部に位置するB・C点近傍で、若干のピークが見られる。このピークが図-7の  $\beta = 0^\circ$  に示される2次渦による影響を示し、2次渦によって剥離せん断層が大きく変動

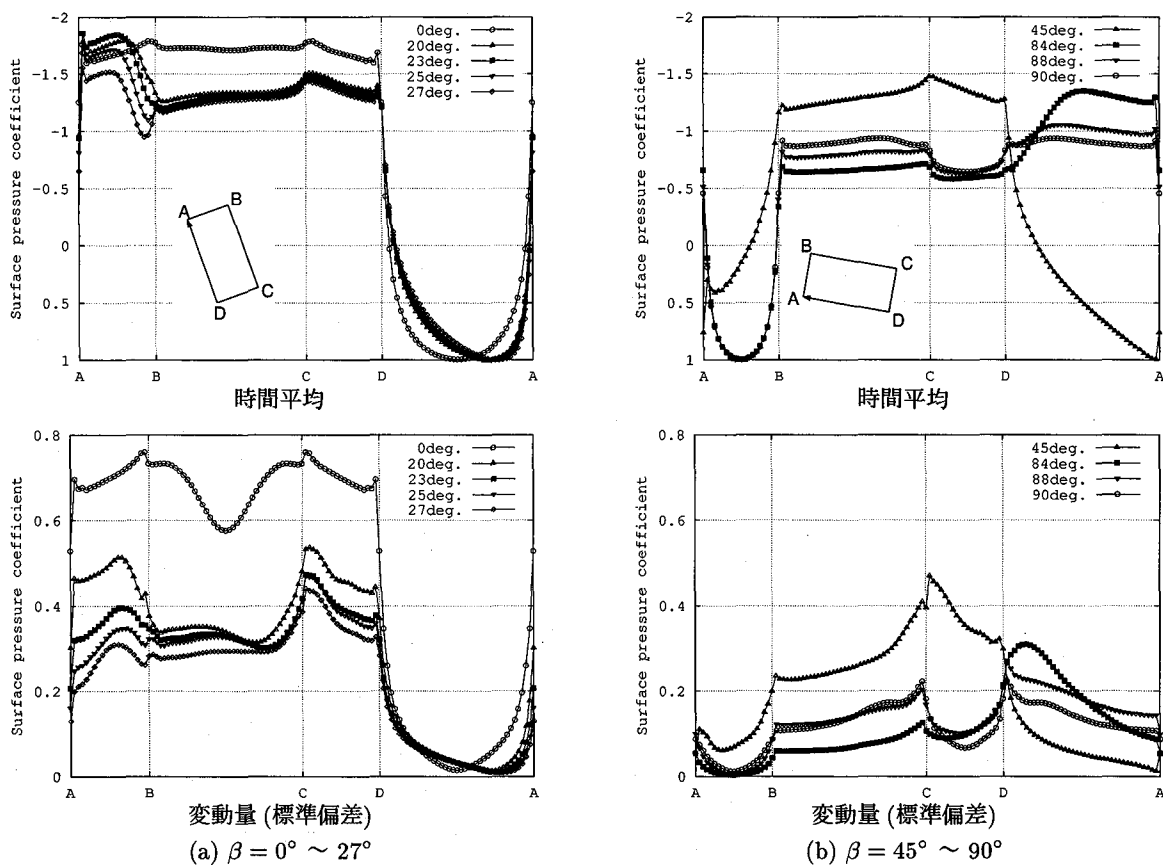


図-8 表面圧力係数分布

することが、断面上下面 (AB・CD 間) での圧力変動によっても示されている。このことは、図-6 の  $\beta = 0^\circ$  に示す他の傾斜角に比べて空気力の変動が大きくなっていることの要因でもある。

$\beta = 20^\circ \sim 27^\circ$  の傾斜角に着目すると、AB 間での圧力分布の時間平均の差が最も大きくその他の区間では大差がないため、AB 間での圧力分布が図-4 に示す揚力係数  $C_L$  の空力特性の変化の支配的要因となることがわかる。AB 間では、A 点から中間付近までの圧力低下部分は、 $\beta = 23^\circ$  のケースが最も低い値を示している。また、B 点付近での圧力上昇部分のピークは、 $\beta = 25^\circ, 27^\circ$  では B 点の上流側にあり、 $\beta = 23^\circ$  ではほぼ B 点と重なるように見え、この傾斜角で揚力は最大となる。このピークの位置は図-7 に示す B 点近傍での時間平均的な再付着位置に対応している。AB 間での圧力の変動量は、傾斜角が大きくなるにつれ、低下する傾向にあり、B 点付近の時間平均的な再付着位置より上流側で極大のピークとなることがわかる。

次に  $\beta = 84^\circ \sim 90^\circ$  の傾斜角に着目すると、BC 間

では、傾斜角が大きくなるにつれ、圧力分布の時間平均が低下する傾向にあり、ほぼ一定の負圧となる。また、変動量は C 点にかけて次第に増加している。一定の負圧となることは、完全剥離型流れの傾向に対応する。また、 $\beta = 84^\circ$  で最も圧力が高くなることが、図-4 に示す揚力係数  $C_L$  の低下に対応している。AD 間の  $\beta = 88^\circ$  では、D 点付近で圧力が若干上昇するが、ほぼ BC 間と同様の傾向を示す。AD 間の  $\beta = 84^\circ$  では、中間付近で圧力低下部分のピークとなり、その位置から D 点にかけて、圧力が上昇する傾向を示す。また、変動量は D 点付近で極大のピークとなるが、この位置は図-7 に示す D 点近傍での時間平均的な再付着位置より上流側にある。この傾向は、 $\beta = 20^\circ \sim 27^\circ$  の傾斜角の場合と同様である。よって、再付着流れにおける圧力の変動量が極大のピークとなる位置は、時間平均流れ線図により視覚的に判断する時間平均的な再付着位置より上流側にあることが推測される。

## 6. おわりに

長辺と短辺の長さの比が 2:1 の矩形柱断面モデルを用いて、種々の風の傾斜角での静的空気力特性に関して IBTD/FS 法を適用した有限要素法 LES による数値流体解析を行い、以下の結果を得ることができた。

1. 風洞実験により指摘されている風の傾斜角  $\beta = 23^\circ$  を境にして一側面の剥離点が前縁から後縁へ移動する現象を数値流体解析により再現することができた。これは、傾斜角  $\beta = 23^\circ$  の流れのパターンが、完全剥離型から再付着型へと変化する境であることを表している。
2. 同様に風の傾斜角  $\beta = 84^\circ$  が剥離せん断層の側面への再付着の有無の境であることを再現することができた。これは、傾斜角  $\beta = 84^\circ$  付近での流れのパターンが、再付着型から完全剥離型へと変化する境であることを表している。
3. 風洞実験で確認された傾斜角  $\beta = 88^\circ$  における 2 つのストローハル数を数値流体解析では明確に再現することができなかった。しかし、傾斜角  $\beta = 84^\circ$  と  $\beta = 88^\circ$  の比較的小さな角度変化において、ストローハル数の急変を再現することができた。
4. 表面圧力分布より、再付着流れにおける圧力の変動量が極大のピークとなる位置は、時間平均流線図により視覚的に判断する時間平均的な再付着位置より上流側にある。

以上により、風の傾斜角の違いにより流れの状態が変化する矩形柱断面の静的空気力特性を数値流体解析によりほぼ再現することができた。また、数値解析に

よる流れ場の評価より、物体後流に回り込む流れの剥離点位置の移動に対応して、静的な空気力特性も変化する事が確認できた。

**謝辞：** 本研究は、土木学会構造工学委員会「風工学における数値解析と風洞実験の相互作用に関する研究小委員会」（委員長：白土博通）の委員会活動の一環として実施したものをまとめたものである。研究の機会を与えてくれた委員長以下委員各位へ謝意を表す。また、本研究の一部は、科学技術研究費・基盤研究 (C) ならびに (財) 鹿島学術振興財団の研究助成の給付を受けたことを付記する。

## 参考文献

- 1) 土木学会構造工学委員会：風工学における数値計算の応用と評価研究小委員会報告書, 1994.12
- 2) 日本機械学会：ワークショップ計算比較「矩形柱周りの乱流」成果報告書, 1993
- 3) 松本勝, 白土博通, 島原明, 石崎撥雄：風の傾斜角による断面辺長比 2:1 角柱の空力特性, 第 15 回風工学シンポジウム, pp.287-292, 1998.12
- 4) 平野廣和, 渡邊茂, 丸岡晃：断面辺長比 2 の矩形断面の空力特性に関する 3 次元数値流体解析, 土木学会構造工学論文集 Vol.44A, pp1009-1016, 1998.3
- 5) 平野廣和, 渡邊茂, 丸岡晃, 佐野健一：断面辺長比 4 の矩形断面の空力特性に関する 2 次元・3 次元数値流体解析, 土木学会論文集 Vol.598/I-44, pp401-411, 1998.7
- 6) 平野廣和, 渡邊茂, 丸岡晃, 佐野健一：3 次元数値流体解析における軸方向長さの検討 -断面辺長比 4 の矩形断面の場合-, 土木学会論文集 Vol.647/I-51, pp447-4452, 2000.4
- 7) 丸岡晃, 太田真二, 平野廣和, 川原睦人：同次補間を用いた陰的有限要素法による非圧縮粘性流れの解析, 構造工学論文集, Vol.43A, pp.383-394, 1997.3

(2001 年 9 月 14 日受付)