

# 偏平箱桁断面の静的空気力特性に対する2次元および3次元数値流体解析とその適用性評価

枝元勝哉<sup>1</sup>・丸岡 晃<sup>2</sup>・米田昌弘<sup>3</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 川田工業(株) 技術開発本部技術研究室 (〒114-8562 東京都北区滝野川1-3-11)

<sup>2</sup>正会員 工博 八戸工業高等専門学校助手 建設環境工学科 (〒039-1192 八戸市田面木字上野平16-1)

<sup>3</sup>正会員 工博 近畿大学助教授 理工学部土木工学科 (〒577-0818 東大阪市小若江3-4-1)

本論文は、一様流中に静止する偏平箱桁断面を対象とした2次元および3次元有限要素流れ解析を実施し、風洞実験結果との対比から耐風設計における数値流体解析の適用性について論じたものである。風洞実験では、静的三分力と模型表面上の静圧分布特性を測定するとともに、断面まわりの流れ状況についても可視化を行った。その結果、2次元計算では、抗力係数に関して風洞実験値と比較的良好一致を示したが、揚力係数や空力モーメント係数は実験値と明らかに異なる傾向を示した。これに対して、3次元計算で算出された三分力係数や静圧分布特性、ならびに断面まわりの流れ場の状況は、実験結果とも良好な対応を示し、偏平箱桁断面の静的空気力特性を把握する上で3次元流れ解析はきわめて有効な手法であることが確認された。

**Key Words :** bridge section, aerodynamic coefficients, finite element method, 3D flow analysis, wind tunnel test, flow visualization

## 1. はじめに

斜張橋などで採用されることの多い比較的偏平な箱桁断面では、低風速域における渦励振に加え、高風速域においてねじれフラッターの発現が予想される。これらの斜張橋主桁部の風による振動に対処する方法として、渦励振に限定すればTMDを設置して構造減衰を付加する対策も一部で採用されているが、通常はフラップやフェアリングあるいは水平プレートなどを設置して断面周辺における気流特性の改善を図る空力的対策が採用されている。しかしながら、例えばフラップやフェアリングなどの最適寸法や設置位置は、対策を施す前の基本断面形状に大きく依存する場合が多く、これまでは耐風工学の専門技術者が各自の豊富な経験的知識をもとに風洞実験を繰り返し、基本断面形状や空力的対策の最終案を決定することが多かった。

これに対し、コンピュータの能力が飛躍的に向上した現在、耐風性に優れた桁断面を解析的に検討できる手法を研究することは、耐風設計作業の合理化や風洞実験作業の省力化を図る上できわめて有益なことであり、実務技術者からの要望も非常に高い。また、実際に数値流体解析はその有望なツールとして期待されており<sup>1)2)</sup>、これまでも、フェアリング付き2主桁断面を対象としたKawaharaら<sup>3)</sup>の研究、逆梯形断面を対象とした平野ら<sup>4)</sup>やDelaunayら<sup>5)</sup>の研究、偏平六角形断

面を対象とした黒田の研究<sup>6)</sup>など、橋梁断面を対象とした数値流体解析の実施例は増加している。しかしながら、これらの研究はいずれも空力的に優れた桁断面を対象とした2次元解析が主体となっており、たとえば、準定常理論の仮定<sup>7)</sup>のもと、ねじれフラッターが発生する迎角付近で空力モーメント係数勾配が負となるような現象を説明できる、十分な解析的アプローチは今までのところ実施されていない。すなわち、耐風設計における数値流体解析の適用性とその解析精度に関する総括的な議論は、未だ十分になされていないのが現状である。したがって、橋梁断面に対する数値流体解析の適用性は、2次元解析に加えて近年活発に検討され始めている3次元解析も実施し、かつ、風洞実験結果との対比も十分に行ってはいじめて議論されるものであると著者らは考えている。

以上のことから、本研究では、ねじれフラッターが発生しやすく空力モーメント係数勾配が負となるような箱桁断面(辺長比約1:5)を対象として、2次元および3次元の有限要素流れ解析を実施し、風洞実験結果との対比から、橋梁断面の耐風設計における数値流体解析の適用性とその精度について詳細な検討を実施することとした。その結果、従来の2次元計算で算出した揚力係数や空力モーメント係数は風洞実験値と明らかに異なる結果が得られること、また、3次元計算で算出した三分力係数特性や静圧分布特性ならびに断面まわ

りの流れ場の状況は風洞実験結果とも比較的良好な対応を示すことなど、2次元解析の適用限界と3次元解析の有用性に関する貴重なデータが得られたことから、ここにその結果を報告する。

## 2. 解析手法

本研究で取り扱う流れはすべて非圧縮性粘性であるものと仮定し、流れの支配方程式として以下の連続の式とNavier-Stokes方程式を採用する。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \nabla p - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u} = \mathbf{f} \quad (2)$$

ここに、 $\mathbf{u}$ ,  $p$ ,  $t$ ,  $\mathbf{f}$  はそれぞれ流速ベクトル、圧力、時間、および物体力を表し、また、記号 $\nabla^2$ はラプラシアン演算子 $=(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2)$ を表す。なお、式(1),(2)は、対象とする橋梁断面の桁高 $D$ および一様流速 $U_\infty$ を用いて適切に無次元化されるものとし、式中の記号 $Re$ は、無次元化の過程で生じるレイノルズ数 $Re = U_\infty D/\nu$  ( $\nu$ : 動粘性係数)を表す。また、解析対象となる領域の境界には、後に第3章でも述べるように、流速・圧力の与えられる基本境界条件、もしくは表面力の与えられる自然境界条件が課せられる。

本論文では、解析手法として分離型有限要素法<sup>9)</sup>を採用しているが、式(2)の時間項に関する離散化精度の向上と、高レイノルズ数流れにおける計算効率の改善を同時に図るため、改良型BTD手法<sup>9)</sup>による安定化を施している。同手法では、式(2)の時間項に関する離散化にCrank-Nicolson法を適用し、支配方程式を次のように変形する。

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1/2} + \nabla p^{n+1} - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u}^{n+1/2} = \mathbf{f} \quad (4)$$

ここに、 $\mathbf{u}^{n+1/2} = (\mathbf{u}^{n+1} + \mathbf{u}^n)/2$ である。記号 $\Delta t$ は時間きざみを表し、また、添え字 $n$ を付した変数は時刻 $n\Delta t$ の値であることを示す。改良型BTD手法では、式(4)の時間項に関するテーラー展開において2次の項まで考慮する。すなわち、

$$\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^n + \Delta t \frac{\partial \mathbf{u}^n}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{u}^{n+1/2}}{\partial t^2} + O(\Delta t^3) \quad (5)$$

となる。ここに、 $O(\Delta t^3)$ は3次以降の打ち切り誤差を表す。式(2)を式(5)の時間に関する2階微分項に代入し、時間に関する微分を空間微分に置き換えると、次式が

得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} &\simeq \mathbf{u} \cdot \nabla \{ \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \nabla p - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u} - \mathbf{f} \} \\ &- \frac{\partial}{\partial t} \{ \nabla p - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u} - \mathbf{f} \} \end{aligned} \quad (6)$$

ただし、式(6)の導出過程において、移流速度は時間きざみ $\Delta t$ が短い範囲において、局所的に時間に依存しないものと仮定している。次に、式(6)の右辺最終項を以下のように離散化する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \{ \nabla p^{n+1/2} - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u}^{n+1/2} - \mathbf{f}^{n+1/2} \} = \\ \frac{1}{\Delta t} \{ \nabla p^{n+1} - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{f}^{n+1} \} \\ - \frac{1}{\Delta t} \{ \nabla p^n - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u}^n - \mathbf{f}^n \} + O(\Delta t) \end{aligned} \quad (7)$$

式(2),(6),(7)を式(5)に代入することにより、Navier-Stokes方程式に対する以下の離散化方程式が導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^n + \nabla p^{n+1/2} \\ - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u}^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{2} \mathbf{u}^n \cdot \nabla \{ \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1/2} \\ + \nabla p^{n+1/2} - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u}^{n+1/2} - \mathbf{f} \} = \mathbf{f} \end{aligned} \quad (8)$$

式(8)の左辺において $\Delta t/2$ のかかる項が、改良BTD法により近似された時間に関する2階微分項である。

圧力のポアソン方程式に関しても、式(4)をもとにして同様に、

$$\begin{aligned} \nabla^2 p^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot \mathbf{u}^n \\ - \nabla \cdot (\mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1/2} - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u}^{n+1/2} - \mathbf{f}) \end{aligned} \quad (9)$$

と求められる。ところで、時間微分を空間微分に置き換える操作の際、従来のBTD法では単純な移流方程式に基づいて置換操作を行っていたが、改良BTD法では式(2)のNavier-Stokes方程式をそのまま用いているため、従来のBTD法で考慮されていた移流項に加えて、圧力項、粘性項および外力項の効果も付加される。これにより、時間に関して完全な2次精度が保証され、解の数値的な散逸誤差が軽減される。

式(9)から $p^{n+1/2}$ を求め、これを式(8)に代入することにより $\mathbf{u}^{n+1}$ を求めるのが分離型解法の一般的手順であるが、式(9)の右辺には未知の流速 $\mathbf{u}^{n+1/2}$ が含まれているため、そのままでは解くことができない。式(9)を式(8)と連立して解くことによりこの問題は解決するが、本研究では式(9)右辺の $\mathbf{u}^{n+1/2}$ を陽的に $\mathbf{u}^n$ と近似することで、両式を各々独立して解けるようにし、通常の分離型法の手順に則って解析を進めている。

式(8),(9)に対しガラーキン法に基づく重み付き残差

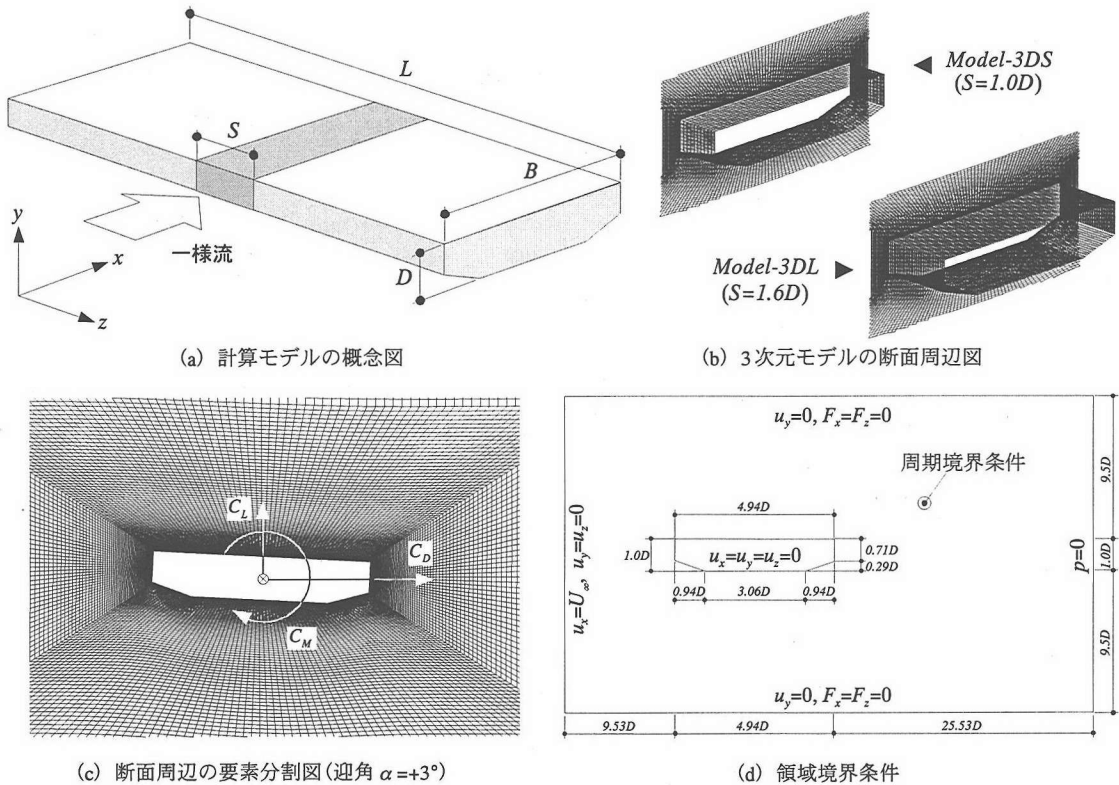


図-1 偏平箱桁断面のモデル化

方程式を構成し、さらに、流速・圧力ともに同じ線形1次要素を用いた空間的離散化を施すことにより、最終的な有限要素方程式が得られる。

### 3. 解析モデルおよび風洞実験の概要

耐風設計に対する数値流体解析の適用性を議論するという観点から、本研究では3種類の有限要素モデルを用意して、偏平箱桁断面の静的空気力特性をそれぞれ算出することとした。また、解析結果の精度を検討する目的で静的三分力試験と可視化実験も実施したことから、本章ではこれらの概要について述べることにする。

#### (1) 解析モデル

本研究で取り扱う偏平箱桁断面モデル<sup>10)</sup>を図-1に示す。対象とした断面は、辺長比 $B/D \approx 4.94$ の斜張橋箱桁断面であり、図-1(a)に示すように、矩形断面において下面側のコーナー部を面取りした形状となっている。なお、数値解析と風洞実験それぞれにおける断面まわりの流況をより明確に比較するため、フェアリングなどの空力的対策を施した断面は使用しないものとした。ところで、部分模型風洞試験では、使用風洞の寸法から模型の縮尺や模型長さが決定される。

それゆえ、3次元の流れ解析を実施する際にも、軸長を風洞模型と同じ長さに設定することが本来望ましい。しかしながら、現在我々が一般的に使用するコンピュータの範囲内では、搭載資源の制約からこの条件を満足することは容易ではない。したがって、模型長 $L$ に対して、より区間の短い長さ $S$ を対象として計算を実施することになる。

図-1(b)は、流れ解析を実施する際に作成した3次元モデルの断面周辺要素分割図を示したものである。表-1にも示す通り、本研究では $D$ を桁高とした時、解析モデルの橋軸方向長さ $S$ を $S=1.0D$ (Model-3DS)と $S=1.6D$ (Model-3DL)の2通りに設定し、8節点アイソパラメトリック要素を使用してそれぞれ橋軸方向に10層および32層に等分割することとした。ここに、Model-3DSは、比較的高性能のパーソナルコンピュータ(DEC Alpha21164A)を使用すれば計算できる程度の小規模な3次元モデルであり、一般の設計者が使用するという観点から用意した実用的なモデルである。一方、Model-3DLは、 $z$ 軸方向(橋軸方向)の幅および層分割数を増加させた場合の影響<sup>11)</sup>を調査するために用意した中規模モデルであり、計算には中央大学保有の並列計算機(IBM RS/6000 SP)を使用した。なお、Model-3DLの規模を決定するにあたっては、当初表-2に示す軸長と層分割数の組合せを考え、無次元時刻0~50までの初期

表-1 計算および実験パラメータの諸元

パラメータ	2次元計算 Model-2DS	3次元計算		風洞実験
		Model-3DS	Model-3DL	
レイノルズ数 $Re$	2.8×10 <sup>4</sup> (風洞風速 $V_m=5\text{m/s}$ )			
閉塞率	5%			3.4%
総節点数 / 総要素数	25,908 / 25,600	259,080 / 256,000	829,056 / 819,200	—
橋軸方向のモデル幅	—	$S=1.0D$	$S=1.6D$	$S=L=19.1D$
最小メッシュ幅 $\delta_{min}$	0.0016D			—
時間きざみ $\Delta t$	0.025			0.005 sec
三分力測定迎角 $\alpha^\circ$	-6°, -3°, 0°, +3°, +4.5°, +6°		+3°, +4.5°, +6°	-15° ~ +15°
サンプリング時間	200	200	100	30 sec

流れを計算した。その結果、Type-1, 2に関しては使用計算機の制約から計算の継続が困難であったこと、またType-3に関してはModel-3DSと顕著な差違が認められなかったことから、Type-4をModel-3DLとして採用することとした。また、3次元流れ解析と並行して、z方向に厚みを持たない2次元平面モデル(Model-2DS)に基づく解析も実施し、流れの3次元性の有無による静的空気力特性の相違も検討することとした。

計算モデルの作成にあたり、x-y平面における要素分割は、断面周辺において図-1(c)に示すような不均等分割を施している。また、桁表面は周方向に240分割(橋面上80分割)されており、最小要素高さ $\delta$ は $\delta=0.0016D$ に設定した。さらに、図-1(d)に示すように、境界条件として以下の条件を各境界面に課している。

$$u_x = U_\infty, \quad u_y = u_z = 0 \quad (\text{流入境界}) \quad (10)$$

$$u_y = 0, \quad F_x = F_z = 0 \quad (\text{上下境界}) \quad (11)$$

$$p = 0 \quad (\text{流出境界}) \quad (12)$$

ここに、 $F_i (i=x, y, z)$ は*i*軸方向の粘性せん断力を表す。ただし、図-1(a)に示した区間Sの橋軸方向境界面においては、周期境界条件、

$$\left. \begin{aligned} u_{(z=0)} &= u_{(z=S)} \\ p_{(z=0)} &= p_{(z=S)} \end{aligned} \right\} \quad (\text{端部境界}) \quad (13)$$

を課すものとした。

なお、空力モーメント係数を算出する際の回転中心は、図-1(c)に示すように、風洞実験で仮定したせん断中心と重心の1/2点(箱桁断面のちょうど真ん中の点)を採用した。

## (2) 風洞実験の概要

静的三分力試験と可視化実験で使用した風洞は、文献12)に紹介した水平回流式ゲッチングン型風洞であり、三分力試験は幅2.0m×高さ2.5m×全長15mの閉鎖

表-2 Model-3DLに対し用意された計算モデル

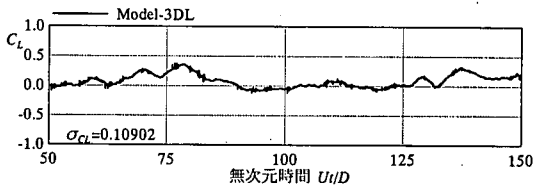
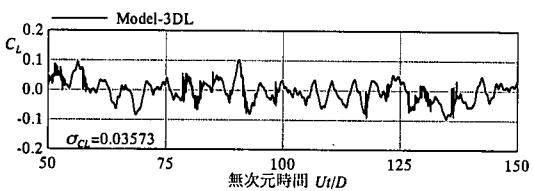
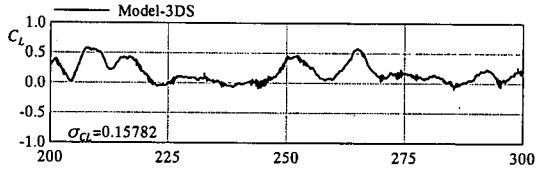
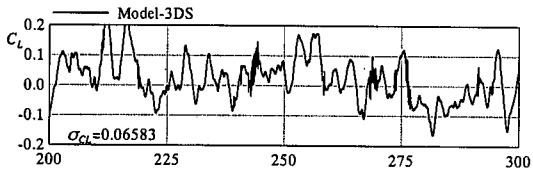
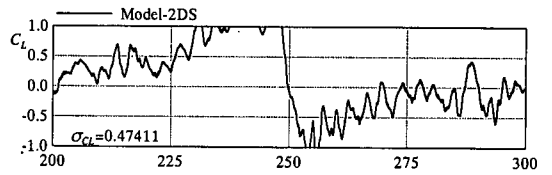
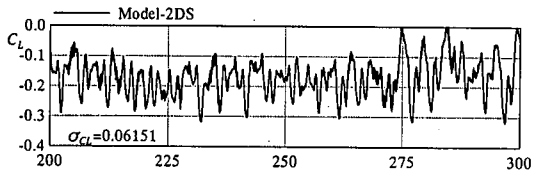
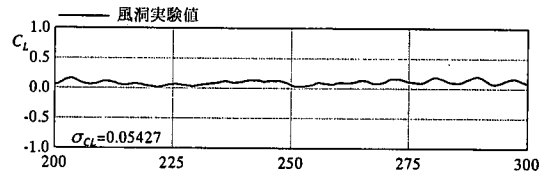
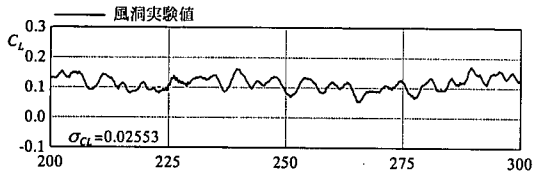
モデル名称	軸長 S	層分割数	層分割幅
Type-1	6.4D	64	0.10D
Type-2	3.2D	64	0.05D
Type-3	3.2D	32	0.10D
Type-4(採用)	1.6D	32	0.05D

型測定洞において、また、可視化実験は吹き出し寸法が2.5m×2.5mの開放型測定洞において実施した。ここに、使用した風洞の一樣流中における気流の乱れ強さは0.3%以下にある。

静的三分力試験では、図-1(d)に示した断面と相似な幅 $B=420\text{mm}$ 、桁高 $D=85\text{mm}$ および模型長 $L=1,620\text{mm}$ の木製断面模型<sup>10)</sup>を使用した。静的三分力の測定は、先の表-1に示した通り風洞風速 $V_m=5\text{m/s}$ (レイノルズ数 $Re=2.8 \times 10^4$ )において実施し、三分力の時刻歴データや時間平均値に加え、模型表面上の静圧分布(圧力孔36点)についてもデータを採取した。

可視化実験は、三分力模型と同一の幅・桁高を持つ断面模型(ただし、模型長は $L=836\text{mm}$ )を発泡スチロール材にて製作し、表面を厚さ0.5mmのアクリル製パネルで保護した後、専用の固定治具で開放型風路内に固定した。流れの可視化は、模型前面から約400mmだけ上流側に離れた位置から発煙油による白い煙を発生させ、 $V_m=5\text{m/s}$ の一樣流のもとで主として橋面上のはく離再付着状況を観察した。また、可視化した流れはVTRに記録し、ビデオプリンタにより瞬間的なはく離状況写真を抽出した。

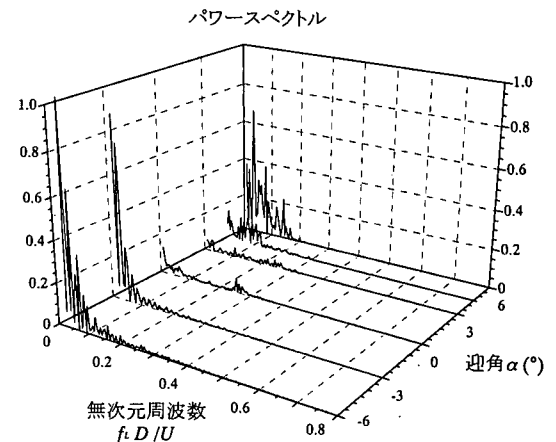
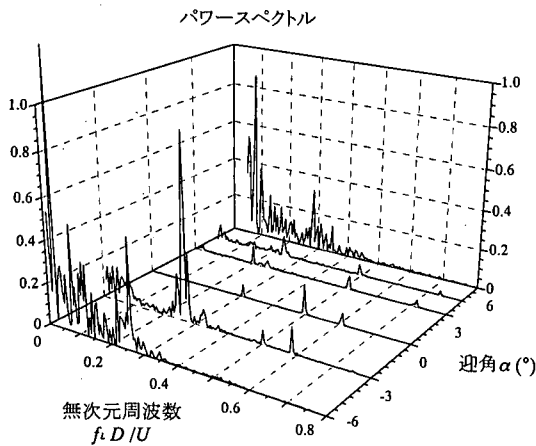
なお、計算および風洞実験では表-1に示す範囲で迎角 $\alpha$ を変化させたが、本論文では、後述するように空力モーメント係数勾配が負となった迎角 $\alpha=+3^\circ \sim +6^\circ$ の空気力特性と流れ場の状況を中心に、各種の比較検討を行うこととした。



(a) 迎角  $\alpha = +3^\circ$

(b) 迎角  $\alpha = +6^\circ$

図-2 揚力係数  $C_L$  (時刻歴波形) の比較



(a) Model-2DS

(b) Model-3DS

図-3 揚力変動に関するパワースペクトル

#### 4. 検討結果および考察

##### (1) 静的三分力特性

風洞実験および3種類の有限要素モデルを用いた解析で得られた、迎角  $\alpha = +3^\circ$  と  $\alpha = +6^\circ$  における揚力係数  $C_L$  (時刻歴波形) をそれぞれ比較して図-2に示す。なお、図中に示した  $\sigma_{C_L}$  の値は、各時刻歴データの標準偏

差を表す。

まず、図-2(a)からわかるように、解析から得られた迎角  $\alpha = +3^\circ$  における揚力係数  $C_L$  の時刻歴には、解析モデルによって結果に顕著な差異が認められる。実験値に対して最も大きな差異が生じたケースは、2次元モデルを使用したModel-2DSであり、揚力係数の振幅変動が実験値を大幅に上回るとともに、変動周期自体

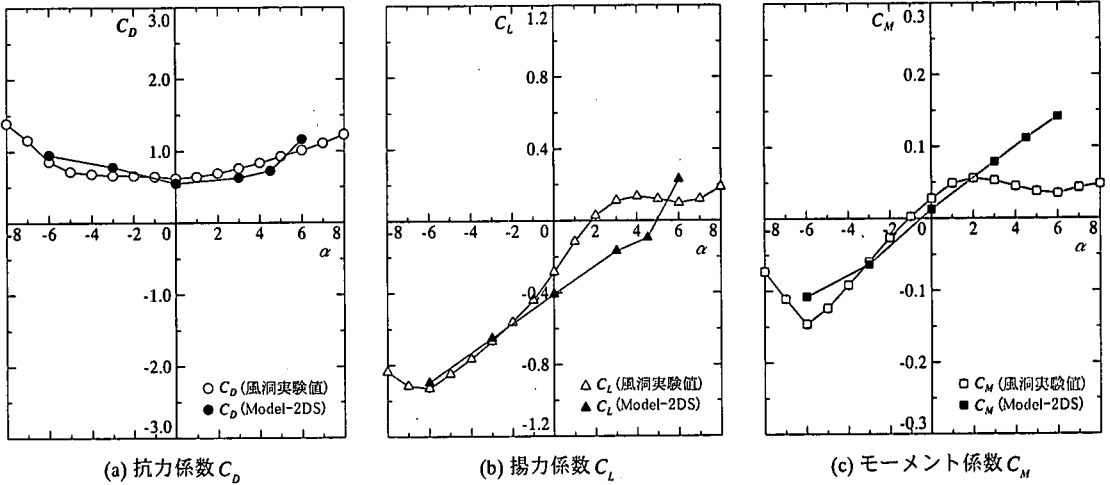


図-4 2次元計算と風洞実験で算出した三分力係数

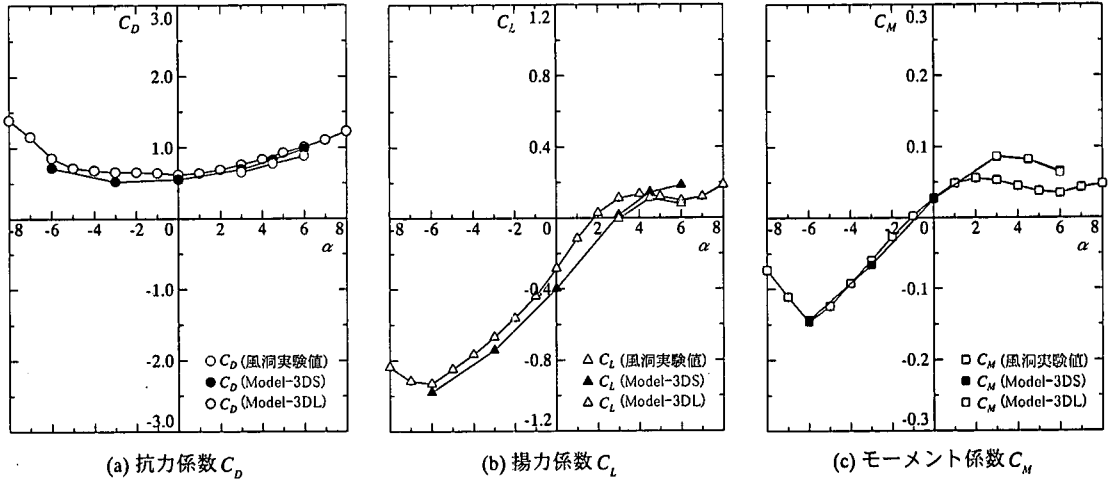


図-5 3次元計算と風洞実験で算出した三分力係数

も実験値と比べ明らかに短くなっている。一方、橋軸方向に1.0Dの幅を持たせた3次元モデル(Model-3DS)を用いた計算では、振幅変動はModel-2DSとさほど変わらないものの、Model-2DSで認められた高周波成分の寄与が大幅に低減していることがわかる。さらに、橋軸方向に1.6Dの幅を持たせた3次元モデル(Model-3DL)では、振幅変動自体も減少し、実験値に比較的近い変動特性を示している。次に、図-2(b)からわかるように、迎角を $\alpha=+6^\circ$ に設定した場合に得られた揚力係数 $C_L$ の時刻歴波形には、迎角 $\alpha=+3^\circ$ での波形と様相が異なっているものの、Model-3DSやModel-3DLの解析結果は $\alpha=+3^\circ$ の場合と同じく風洞実験値に比較的近い特性を示している。これに対し、Model-2DSでは実験値では観察されていない変動中心の大幅な移動が認められており、2次元解析においては風洞実験と異なる大きな変化が流れ場に発生したものと考えられる。

上で述べたように、3次元モデル(Model-3DS, Model-3DL)を使用した解析結果は、2次元モデル(Model-

2DS)を使用した結果と比べ、揚力変動の高周波数成分が消失し、風洞実験結果に概ね近い挙動を呈していた。そこで、補足的にModel-2DSとModel-3DSのそれぞれについて、 $\alpha=-6^\circ \sim +6^\circ$ の各迎角で得られた揚力係数 $C_L$ (時刻歴波形)のパワースペクトルを算定することとした。その結果を図-3に示す。図-3から、2次元計算(Model-2DS)では、 $\alpha=-3^\circ \sim +4.5^\circ$ の迎角範囲において高周波数側に明確なピークが認められるのに対し、Model-3DSではすべての迎角において高周波数域でのピークが消失している。すなわち、3次元計算を実施することにより、2次元計算で発生する高周波数域の強い渦が減衰し、風洞実験時と比較的近い流れ場の状態に移行するものと推察される。

一方、図-4と図-5は、2次元モデル(Model-2DS)と3次元モデル(Model-3DS, Model-3DL)を使用して算出した静的三分力係数曲線(時間平均値)を、それぞれ風洞実験値と比較したものである。図-4から、Model-2DSの計算では、幾分ばらつきはあるものの抗力係数

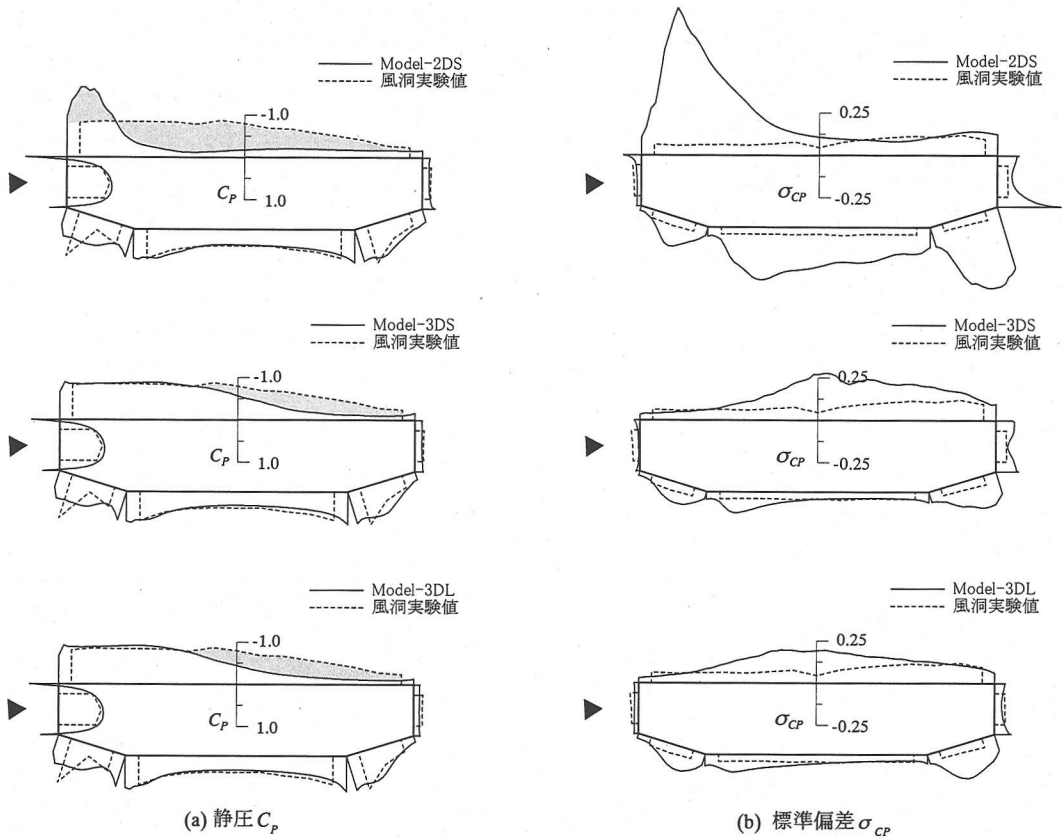


図-6 迎角  $\alpha = +3^\circ$  における静圧  $C_p$  およびその標準偏差  $\sigma_{C_p}$  の比較

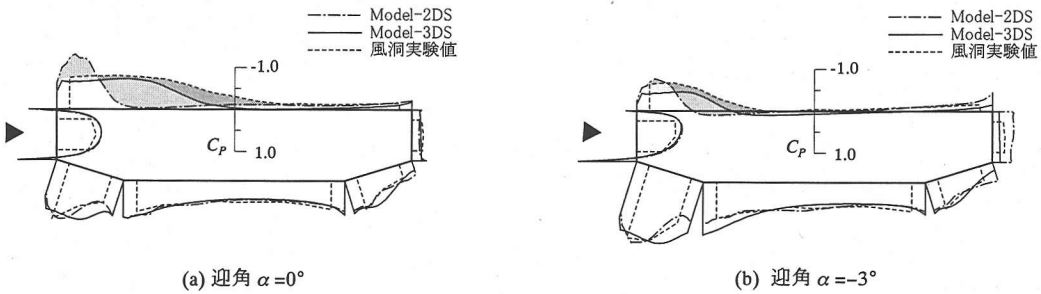


図-7 迎角  $\alpha = 0^\circ, -3^\circ$  における静圧  $C_p$  の比較

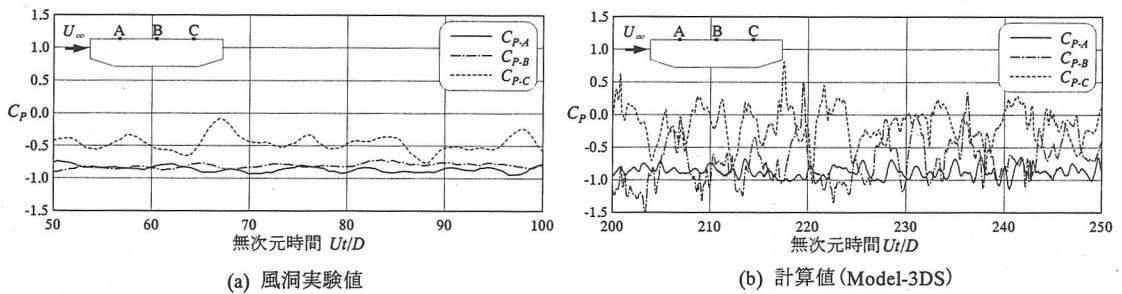
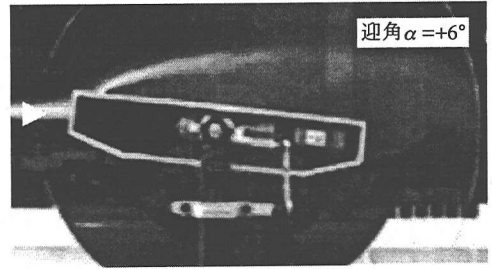
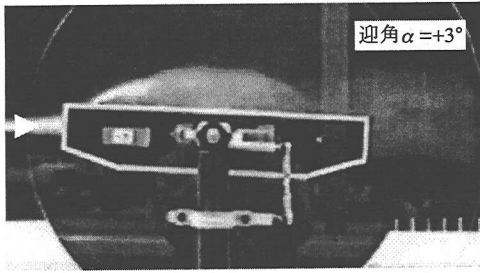
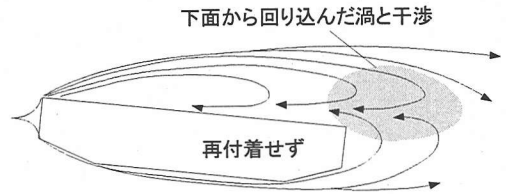
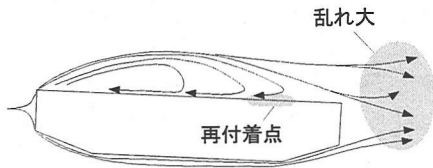


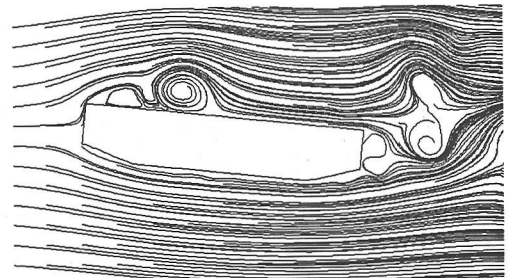
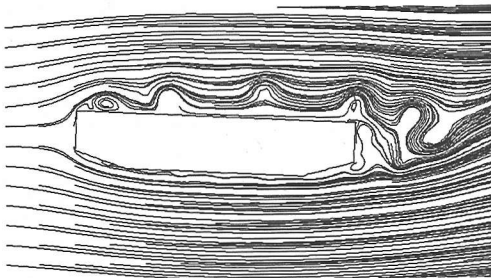
図-8 迎角  $\alpha = +3^\circ$  における  $C_p$  の時刻歴波形



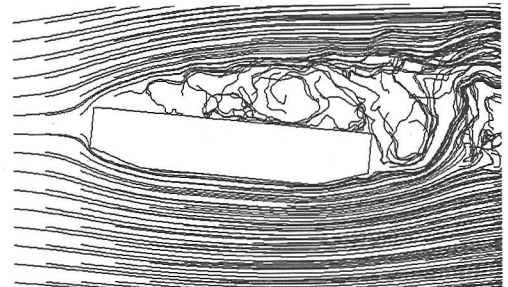
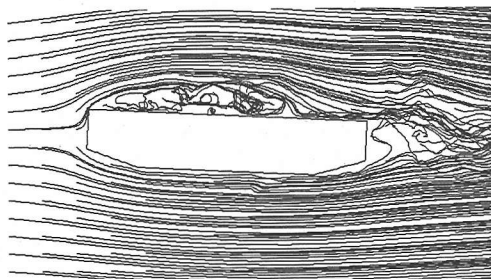
(a) 可視化写真



(b) 可視化スケッチ



(c) 2次元計算結果 (Model-2DS)



(d) 3次元計算結果 (Model-3DS)

図-9 計算による瞬間流線図と可視化実験結果の対比 (左: 迎角  $\alpha = +3^\circ$ , 右: 同  $\alpha = +6^\circ$ )

$C_D$  は実験値と概ね一致しており、2次元計算を実施しても抗力係数はほぼ推定可能であると言える。しかしながら、揚力係数  $C_L$  および空力モーメント係数  $C_M$  に関しては、風洞実験値が迎角  $\alpha = +2^\circ \sim +6^\circ$  の範囲で負の勾配を示しているのに対し、2次元計算結果は単調増加に近く、特に迎角  $\alpha$  が  $+3^\circ$  から  $+6^\circ$  にかけて実験値との相違が著しい。すなわち、本研究で使用した橋梁断面と類似な断面において、従来から一般的に使用されてきた2次元計算で空気力係数を算定する場合には、風洞実験と比較して流れ場の状況に大きな差異を

生じる可能性があるため、十分な注意が必要である。これに対し、図-5の3次元計算結果からわかるように、Model-3DSとModel-3DLの抗力係数  $C_D$  はいずれも実験値と非常に良く一致している。また、揚力係数  $C_L$  についても、 $\alpha = +2^\circ \sim +6^\circ$  の迎角範囲 (Model-2DSで実験値と顕著な差異が認められた迎角範囲) において揚力係数勾配が変化する様子が捉えられ、特にModel-3DLを使用した場合には  $C_L$  曲線の負勾配も良く再現されていると言える。さらに、空力モーメント係数  $C_M$  に関しては、Model-3DSとModel-3DLのいずれのモデル



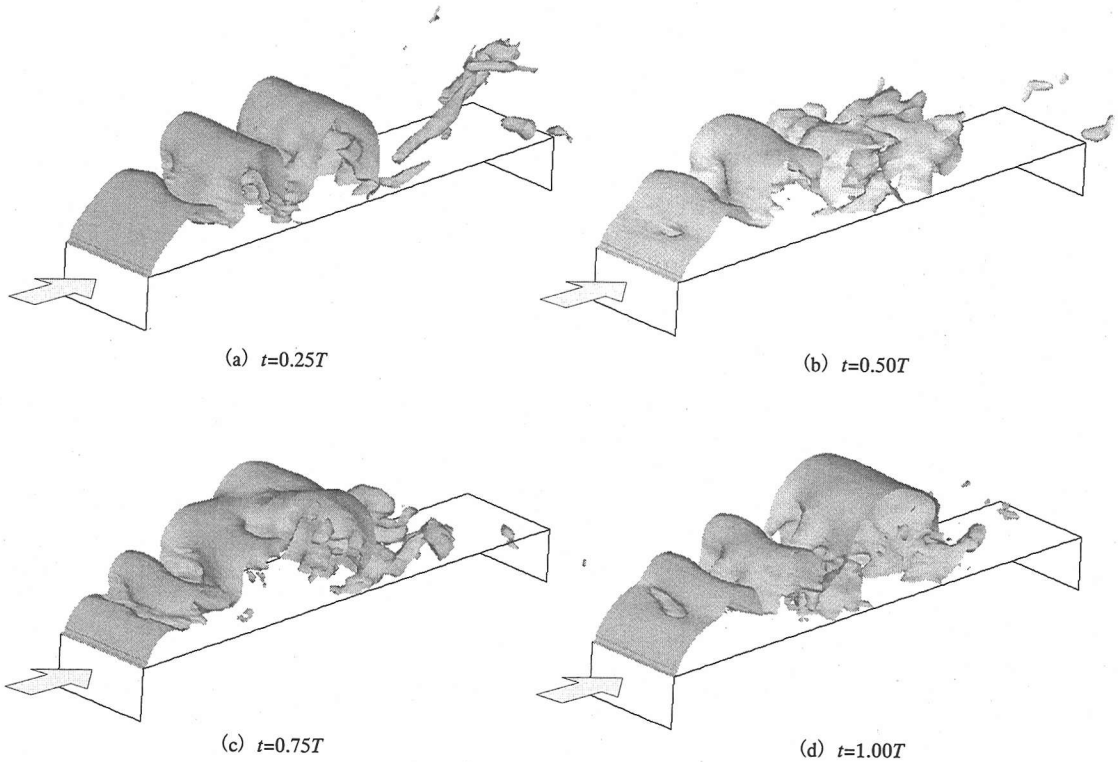


図-10 橋面上における圧力等値面の変化(迎角  $\alpha = +3^\circ$ )

を使用してもほぼ同じ計算結果となり、実験で得られた明確な負勾配を良く再現している。

なお、本研究で使用した実験模型では、 $\alpha = +3^\circ$ の迎角でねじれフラッターが発現したと報告されている<sup>10)</sup>。したがって、計算モデルのさらなる改善は必要であるものの、実用的な観点からは、本研究で採用した程度の3次元計算を実施すれば静的な空気力特性の把握は概ね可能であり、さらに、準定常理論を併用すればねじれフラッターの発現をも十分に予測できると考えられる。

## (2) 静圧分布特性

本節では、迎角 $\alpha = +3^\circ$ (計算値と実験値の三分力特性に大きな差が認められた迎角)に着目して、風洞実験結果と数値解析で得られた箱桁表面における静圧分布特性の差異を検討する。

解析と風洞実験で得られた迎角 $\alpha = +3^\circ$ における箱桁断面まわりの静圧分布 $C_p$ を、それぞれ比較して図-6(a)に示す。ここに、図中の実線は各計算ケースで得られた静圧曲線、点線は風洞実験で測定した静圧曲線を表す。なお、3次元計算における $C_p$ 値は、各分割層における値をz軸方向に対してすべて加算平均したものである。また、 $C_p$ の分布図に示した橋面上の薄墨は、計算値と実験値の差異をわかり易く表したものである。

図-6(a)からわかるように、2次元モデル(Model-2DS)では前縁部のはく離点近傍で風洞実験値よりも極端に大きな負圧を生じ、続く橋面部分では逆に風洞実験値よりも大幅に負圧が低減する結果となっている。すなわち、2次元モデルで計算した静圧分布特性は風洞実験結果と大きく相違すると言える。一方、Model-3DSおよびModel-3DLの各ケースでは、Model-2DSと比べ、はく離点近傍の負圧分布特性が大幅に改善されており、実験値と良く一致していると言える。しかしながら、薄墨部分に着目すればわかるように、橋面後方部分においては実験値と比較して負圧分布がやや小さくなっており、今回の3次元計算結果では、実験値に比べ揚力は相対的に小さく、逆に空力モーメントは大きく評価されることになる。また、2次元モデルでははく離点近傍の負圧が極端に大きいため、空力モーメントは3次元モデルよりもさらに大きくなる傾向にあると推察されるが、これは前節で示した静的三分力曲線における迎角 $+3^\circ$ 以上の結果と良く対応している。

図-6(b)は、解析と風洞実験で得られた静圧変動の標準偏差 $\sigma_{C_p}$ を比較したものである。この図から、2次元計算(Model-2DS)の標準偏差 $\sigma_{C_p}$ は箱桁の各コーナー部分よりやや後方側において非常に大きくなっていることがわかる。一方、3次元計算(Model-3DSとModel-3DL)では、橋面中央部分と下面傾斜部分で実験

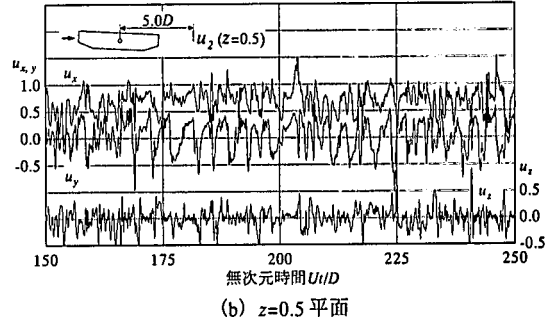
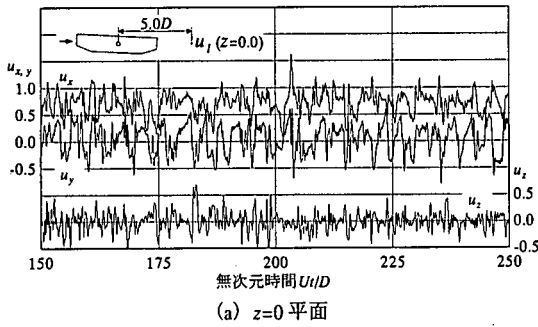


図-11 z=0 および z=0.5 平面上における流速成分の時刻歴波形

値と計算値はやや異なっているものの、その他の部分では大幅に改善される結果となっている。本研究で使用した橋軸方向長さ $s$ は、風洞実験模型と比較して十分な長さ確保しているとは言いが、それでも2次元計算と比べると変動特性に著しい改善が認められると言えよう。なお、迎角 $\alpha$ が $0^\circ$ および $-3^\circ$ における静圧分布についても、補足的に比較検討を実施した。結果を図-7に示す。図中の実験曲線から、迎角が $0^\circ$ から $-3^\circ$ へと移るにつれて、橋面上のはく離バブルは前方に縮退することがわかる。このとき、Model-3DSでは実験値と相違する部分が小さくなり、定量的に良好な三分力特性を再現したものと判断される。一方、Model-2DSに関しては、実験値との差は依然大きいものの、橋面前方において正負の静圧誤差が打消し合う形となり、結果的に負迎角での三分力特性は実験値と概ね一致したものと判断される。

図-8は、迎角を $\alpha=+3^\circ$ とした場合に得られた、橋面上の1/4点(点Aと点C)および1/2点(点B)での圧力係数 $C_p$ の時刻歴波形を示したものである。図-8(a)の実験値からわかるように、点A、Bと点Cでは、振幅変動とその変動中心が明らかに異なっている。これは、点Aと点Bははく離バブル内に位置しているのに対し、点Cは再付着点に近い箇所に位置していたためと考えられる。これに対し、図-8(b)に示した計算結果からわかるように、各着目点における $C_p$ の変動振幅は実験値よりも大きくなっているものの、点Aと点Bでは変動の中心が概ね実験値と同じ位置にあると言える。これに対し、点Cでは変動の中心が実験値より上側にシフトし、時おり正圧域にまで達する結果となっている。このように、計算値と実験値が相違した主な要因は、再付着域の再現性にあると考えられる。したがって、今後 $x$ - $y$ 平面内における橋面上の要素分割精度に対してもさらなる改善が必要であると思われる。

### (3) 流れ場の構造

#### a) フローパターン

橋面上におけるはく離と再付着の詳細な状況を観察

表-3 速度変動の空間相関 $R_{ij}$

	$u_{x2}$	$u_{y2}$	$u_{z2}$
$u_{x1}$	0.101	0.010	0.023
$u_{y1}$	0.036	0.472	0.052
$u_{z1}$	-0.016	-0.077	-0.045

するために、 $\alpha=+3^\circ$ と $\alpha=+6^\circ$ の各迎角において可視化実験を実施した。可視化写真とそのスケッチを2次元および3次元計算結果とともに図-9に示す。

図-9(a)は、迎角 $\alpha=+3^\circ$ と $\alpha=+6^\circ$ における橋面上のはく離せん断層を示したものであり、図-9(b)はこれを模式的にスケッチしたものである。図から迎角 $\alpha=+3^\circ$ の場合、前縁をはく離したせん断流は橋面後方部分において再付着し、明確なはく離バブルを形成していることが理解される。また、迎角を $\alpha=+6^\circ$ とした場合には、はく離せん断流は橋面上に再付着せず、後流域において桁下面から回り込んだ流れと複雑に干渉している。

図-9(c)は2次元モデル(Model-2DS)で計算した瞬間的な流線図であるが、この図から、2次元計算では前縁ではく離した流れは橋面上において直ちに明確な渦を形成し、これらが橋面に沿って流下していく様子が観察される。類似の現象は矩形柱を対象とした2次元流れ解析<sup>11)</sup>などでも見受けられるが、結果として、はく離せん断流は渦と渦の間において橋面上に再付着し、図-6に示した如く、はく離点近傍では常時大きな負圧が、その後方部分では正圧と負圧が周期的に作用するものと推察される。また、迎角 $\alpha=+6^\circ$ においても同様の再付着現象を生じているが、この場合には迎角 $\alpha=+3^\circ$ よりもさらに大きく明確な渦を生じる結果となっている。

一方、図-9(d)の3次元計算で得られた流線図からわかるように、迎角 $\alpha=+3^\circ$ でははく離バブルが橋面後方1/4点付近まで伸長し、その内部にやや不規則ではあるが循環流が形成されている。また、迎角 $\alpha=+6^\circ$ では

風洞実験と同様にはく離せん断流の再附着は生じず、後流域において下面から回り込んだ流れと干渉する結果となっている。これらの結果は図-9(a)の可視化実験とも良く対応するものである。

以上の結果と本章(1)での考察を考え合わせると、2次元計算と3次元計算では、渦の放出周波数のみならず橋面上に形成される渦構造においても大きな差異を生じ、3次元計算を実施することで実験値により近いフローパターンが得られると言えよう。しかしながら、実験時には、図-9(b)に示した薄墨部分において乱れの多い複雑な流れが観測されており、この部分に対する解析精度の改善が、実際の流れ現象に対する再現性を向上させる上で重要であると考えられる。

#### b) 圧力の等値面

橋面上における渦の生成過程を観察するため、Model-3DSの迎角 $\alpha=+3^\circ$ の場合を対象に、橋面上の圧力等値面を揚力の卓越周期 $T$ の一周分について描くこととした。その結果を図-10に示す。この図からはく離バブルに含まれる橋面前方部分では比較的2次元性の強い等値面となっていることがわかる。また、再附着点近傍では図-10(b), (c)のように複雑な渦構造が形成され、さらに、再附着点より後方部では、図-10(a)からわかるように明確な縦渦構造も確認されている。これらの結果から、再附着位置を境に流れの2次元性が損なわれ、層流から乱流へと遷移しているものと推察される。

#### c) 流速変動

図-11は、桁中心より後方に約5.0Dだけ離れた点での流速変動((a)は $z=0$ 平面上、(b)は $z=0.5$ 平面上での時刻歴波形)を示したものである。 $z=0$ および $z=0.5$ の各ケースともに、同一平面内の $x, y$ 方向の流速成分 $u_x, u_y$ は比較的良好な挙動を示しているのに対し、 $z$ 方向の流速成分 $u_z$ は明らかに異なる傾向を示している。また、 $u_z$ の変動振幅も大きいところでは0.5前後に達しており、 $x-y$ 平面内の2次元流とは異なる特性を持つ橋軸方向流れが活発に生じていると言える。なお、補足的に $z=0$ および $z=0.5$ 平面上の同一点における流速変動について、次式で表される2点間の空間相関係数を算出することとした。その結果を表-3に示す。

$$R_{ij} = \frac{\overline{u_i(z=0)u_j(z=0.5)}}{\sigma_{u_i(z=0)} \cdot \sigma_{u_j(z=0.5)}} \quad (14)$$

ここに、 $R_{ij}$ は空間相関係数、 $\sigma_{u_i}$  ( $i=x, y, z$ )は $i$ 方向速度変動の標準偏差を表す。表-3から、 $y$ 方向の流速成分には、 $z=0$ と $z=0.5$ の2点間である程度の空間相関が認められるものの、それ以外の流速成分同士ではほとんど相関性が認められない結果となっている。このことは、3次元計算を実施することにより活発な軸方向流が発

生し、その結果、2次元解析で認められた強い渦構造が緩和され、風洞実験と類似の乱れた後流域が形成されたと考えれば理解できる。

## 5. まとめ

本研究は、空力対策を施さない偏平箱桁断面(辺長比:約1.5)を対象として、2次元および3次元有限要素流れ解析を実施し、風洞実験結果との対比からそれぞれの解析精度について検討したものである。得られた主要な知見を以下にまとめる。

- (1) Model-2DSの2次元計算で得られた抗力係数 $C_D$ は、幾分ばらつきはあるものの、実験値と概ね一致した。しかしながら、揚力係数 $C_L$ および空力モーメント係数 $C_M$ は、風洞実験値が迎角 $\alpha=+2^\circ \sim +6^\circ$ の範囲で負の勾配を示したのに対し、計算結果は単調増加に近く、実験値と大幅に異なる結果を呈した。
- (2) Model-3DSとModel-3DLの3次元計算で得られた抗力係数 $C_D$ は、いずれも実験値と非常に良く一致した。また、揚力係数 $C_L$ についても、 $\alpha=+2^\circ \sim +6^\circ$ の迎角範囲で勾配が変化する様子がとらえられ、特にModel-3DLを使用した場合には $C_L$ 曲線の負勾配も良く再現できた。さらに、空力モーメント係数 $C_M$ に関しては、Model-3DSとModel-3DLのいずれのモデルを使用しても実験で得られた明確な負勾配を再現できた。
- (3) 3次元計算ですべての静的三分力係数を比較的精度良く推定できたのは、3次元計算では活発な軸方向流の寄与により2次元計算で生じた高周波数域の強い渦が消失し、同時に風洞実験時に近いはく離バブルの構造が再現できたためと考えられる。
- (4) 3次元計算と風洞実験で得られた箱桁断面まわりの静圧分布とその変動を比較した結果、はく離バブル内での挙動は概ね再現できたが、再附着点付近ではやや大きな差異が生じた。したがって、再附着点付近における解析精度を向上させるためには、 $x-y$ 平面内における橋面上の要素分割精度に対して今後さらなる改善が必要であると思われる。
- (5) 計算結果と可視化実験結果の比較から、2次元計算と3次元計算では基本的なフローパターンに大きな差異を生じること、また、3次元計算を実施すれば実験値により近いフローパターンが得られることを具体的に提示することができた。
- (6) Model-3DLの結果をModel-3DSのものと比較した場合、揚力係数曲線の勾配において一部明瞭な改善効果が認められた。表-2で行なった初期流れの計算結果と考え合わせると、これは主として橋軸方向の格子分解能(分割幅)が影響したものと判断される。しかしな

から、実験値との定量的な一致という観点からは両者ともさらに改善の余地が残されており、今後の検討方針としては格子分解能のみならず、モデル全体の軸方向幅やx-y断面内のメッシュ分割精度をパラメータとした解析も必要であると思われる。

本論文で得られた結果から、扁平箱桁断面の静的空気力特性を把握する際の2次元解析の適用限界と3次元解析の有効性を提示できたと考えている。ただし、本論文に示した知見は従来の2次元流れ解析を否定するものではなく、抗力係数を推定する場合や、あるいはフローパターンがある程度限定される断面(完全なく離型断面やフェアリングを設置したような空力的に優れた断面)に対する概略の平均空気力特性を推定する場合などには、今後とも実用的な観点から活用していくべきであると考えている。今後は、本文で指摘したメッシュの改良などを考慮した上で、他の断面についても3次元解析の有効性を検討していく所存である。本研究で得られた知見が、今後の耐風設計における数値流体解析の有用性を考える上で有益な資料となれば幸いである。

最後に、本研究を実施するにあたり、中央大学の川原睦人教授からは暖かい励ましと貴重な御助言を賜った。また、本研究を遂行する上で、「風工学における数値計算の応用と評価」研究小委員会(委員長:中央大学・平野廣和教授)での議論が極めて有益であった。紙面を借りて厚く御礼申し上げる次第である。

#### 参考文献

- 1) 岡島 厚: 数値流体力学の風工学への応用, 土木学会論文誌, No.446/I-19, pp.1-12, 1992年4月.
- 2) 山田 均, 野村卓史: 数値解析技術の最前線(その2), 風のシミュレーション, 土木学会誌, Vol.79, No.7, pp.46-54, 1994年7月.

- 3) Kawahara, M., Hirano, H. and Kodama, T: Two-step explicit finite element method for high Reynolds number flow passed through oscillating body, Finite Elements in Fluids, Vol.5, John Wiley & Sons Ltd., pp.227-262, 1984.
- 4) 平野廣和, 渡邊 茂, 丸岡 晃, 林 健一, 池ノ内昌弘: 扁平箱桁橋の空力応答特性に関する流体と構造の連成解析, 構造工学論文集, Vol.43A, pp.395-402, 1997年3月.
- 5) Delaunay, D., Lakehal, D. and Pierrat, D.: Numerical approach for wind loads prediction on buildings and structures, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 57, pp.307-321, 1995.
- 6) 黒田真一: 扁平六角形断面まわりの流れの数値計算, 構造工学論文集, Vol.43A, pp.907-917, 1997年3月.
- 7) 岡内 功, 伊藤 学, 宮田利雄: 耐風構造, 丸善, 1977年5月.
- 8) Hayashi, M., Hatanaka, K., and Kawahara, M.: Lagrangian finite element method for free surface Navier-Stokes flow using fractional step method, International Journal of Numerical Methods in Fluid, Vol.13, pp.805-840, 1991.
- 9) 丸岡 晃, 太田真二, 平野廣和, 川原睦人: 同時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年3月.
- 10) 米田昌弘, 宮地真一, 瀬戸内秀規, 枝元勝哉: 扁平箱桁断面に対する水平プレートの空力制振効果に関する実験的研究, 構造工学論文集, Vol.42A, pp.825-832, 1996年3月.
- 11) 田村哲郎, 伊藤嘉晃: 種々の辺長比を有する角柱周りの流れの3次元シミュレーション, 第13回風工学シンポジウム論文集, pp.537-542, 1994年11月.
- 12) 米田昌弘, 宮地真一, 望月秀之: 多目的風洞施設紹介, 日本風工学会誌, No.57, pp.28-35, 1993年10月.

(1997.11.25 受付)

## APPLICABILITY OF TWO AND THREE DIMENSIONAL FLOW ANALYSES TO AERODYNAMIC CHARACTERISTICS OF BOX-TYPE BRIDGE SECTION

Katsuya EDAMOTO, Akira MARUOKA and Masahiro YONEDA

Numerical flow analyses of a box-type bridge section were performed using two and three-dimensional finite element models. Computed results, such as aerodynamic coefficients, pressure coefficients, and flow patterns around the section, were compared with wind tunnel results using a rigid model. In 2D case, evaluated flow characteristics did not agree with experimental values, except the drag coefficient. The computed flow structure in 3D well represented separated shear layer of the wind tunnel model, consequently the numerical results were in good agreement with the experimental values. It was found that the spanwise flow disturbance in 3D analysis played an important role in weakening strong vortices generated in 2D case. Thus, the advantage of 3D flow analysis against the box-type bridge section has been confirmed.