

数値流体解析による橋梁基本断面の耐風安定性の評価

Evaluation of Stability of Basic Bridge Deck Cross Section in Uniform Wind

野田 博 中山 昭彦 杉山 裕樹 金治 英貞 佐藤 彰紀
Hiroshi Noda Akihiko Nakayama Hiroki Sugiyama Hidesada Kanaji Akinori Sato

1. はじめに

計算機の性能の向上と数値解析法、乱流シミュレーション法の発達により、従来風洞実験あるいは現場観測などにより調べられていた橋梁の耐風特性が数値流体計算 (CFD) にて予測できる可能性が出てきている。航空機や自動車の空力特性の CFD による予測は進んでおり、設計開発コストの低減に活用されている。しかし橋梁は付加物の多い複雑な形状のスケールの大きい構造物でその動的耐風特性の全てを精度よく数値モデルで予測することはまだ難しい。しかし、基本的断面の静的あるいは 2 次元動的特性や、基本設計からの相対変化、支持手法や付加物の効果、など補助的基礎情報は汎用計算機にて得ることが可能になりつつあると言える (例えば参考文献 1))。また計算機、計算モデルは日進月歩改良されているので、今でなくとも非常に近い将来数値解析が橋梁の設計に重要な要素になることは間違いないといえる。そこで現在使用可能な計算機環境で、最新の流体計算手法を用い橋梁モデル周りの流れ場の計算を行い、耐風設計への応用のための精度・信頼性を検証する。

数値流体計算手法は様々な応用で開発され、市販汎用ソフト、公開 (Open Source) コードも信頼性が向上し、実務に応用されつつある (例えば参考文献 2))。しかし橋梁耐風特性に特化した市販汎用ソフトはなく、Open Source コードは使用用途により修正・変更可能ではあるが、開発者固有の手法に依存し、自前に修正するにはそれなりの時間と労力がかかり、検証も必要になる。

建設工学研究所、神戸大学ではかなり前から柱状基本物体やトラス構造の空力特性、振動特性の解析のための数値計算法、乱流モデルの開発に力をいれ、独自のコードを作成し実際の橋梁に適用する直前の段階まで進歩してきている^{3),4)}。本論文では、これらのなかで直交格子を基にした Large-Eddy Simulation (LES) 手法を橋梁耐風設計に用いられるよう完成させることを目標とする。LES 法は、普遍性の保証されない乱流モデルを用いるのではなく、個々の流れの計算で解像可能な流れの変動・乱れを、その運動方程式を解くことにより直接再現し、解像出来ないが、より普遍性のある小スケール運動にのみモデルを適用する手法で (例えば参考文献 5),6)、従来のレイノルズ平均 (RANS) 手法に比べ汎用性が高く、特に渦励振・フラッターなど動的特性の評価に優れている。しかし力学特性に影響する非定常 3 次元運動の詳細を捉えなくてはならないので、計算格子を細かくとらなければならず計算量が多くなる欠点がある。また小スケール運動が重要となる固体近傍の流れをモデル化する必要があり、モデルと数値解法を併せて検証する必要がある。

本研究では上述の LES 法をバネとダンパーで支持された橋梁桁断面の周りの流れに適用し、一様風中の桁の空力特性を予測する手法を作成し、その性能を実験などと比較することにより検証する。とくに渦励振動やフラッター特性などがどの程度に再現できるのかを調べるが、本報では基本的静止橋梁モデルの空力特性の検証からはじめ、とくに桁のたわみによる鉛直振動特性の再現性に注目する。

2. 基礎式

2. 1 流れの運動方程式および境界条件

空力振動する物体まわりの流れを数値解析とくに有限差分法で解く場合、絶対静止座標上の計算格子点で静止座標系の流速、圧力を解くオイラー座標法と、振動する物体に固定された座標系で解く方法、またこれらの組み合わせの ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) 法などがある⁷⁾。静止座標を用いる場合、物体境界が移動するため正確な物体境界条件の設定には Immersed Boundary 法などが必要になる。ここでは物体表面上境界条件を、物体運動に関係なく容易に組み込める物体に固定された座標系を用いる。

図-1 に静止座標 x_i と物体に固定した移動回転座標 \tilde{x}_i 、およびそれぞれの座標での流速と境界条件の関係を示す。 $x_1(=x)$ は静止時の風方向、 $x_2(=y)$ は鉛直上方向、 x_3 は奥行き方向で本解析では橋桁断面一部を扱うので水平奥行き方向である。 \tilde{x}_i はその原点が静止座標上の位置 $r_{oi}(t)$ で、 x_3 軸周りに $\theta(t)$ (図-1 の反時計方向を正) 回転したものとすると、これらの座標の間の関係は

$$x_i = r_{oi}(t) + Q_{ij}(t) \tilde{x}_j, \quad \tilde{x}_i = Q_{ji}(t) (x_j - r_{oj}(t)) \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 $Q_{ij}(t)$ は次の成分の座標変換テンソルである。

$$\mathbf{Q}(t) = \begin{bmatrix} \cos \theta(t) & -\sin \theta(t) & 0 \\ \sin \theta(t) & \cos \theta(t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

静止座標系での速度ベクトル \bar{u}_i と移動回転座標上での速度ベクトル \tilde{u}_i の関係は

$$\bar{u}_i = Q_{ij} \tilde{u}_j + \frac{dr_{oi}}{dt} + \frac{dQ_{ij}}{dt} \tilde{x}_k \quad (3)$$

である。

静止座標系と移動座標系での流体の運動方程式は慣性項のみが異なり、圧力、粘性項は変わらない。境界条件は物体表面および物体から離れた遠方位置での流速ともそれぞれの座標から見た位置との相対流速と与えられることになる。また LES では空間フィルタ平均量を計算するが、瞬時瞬時の空間フィルタ平均は座標の運動に依存しない。物体に固定された座標 \tilde{x}_i 上でのフィルタ平均流速ベクトル \tilde{u}_i とフィルタ平均圧力 p についての運動方程式と連続の式は

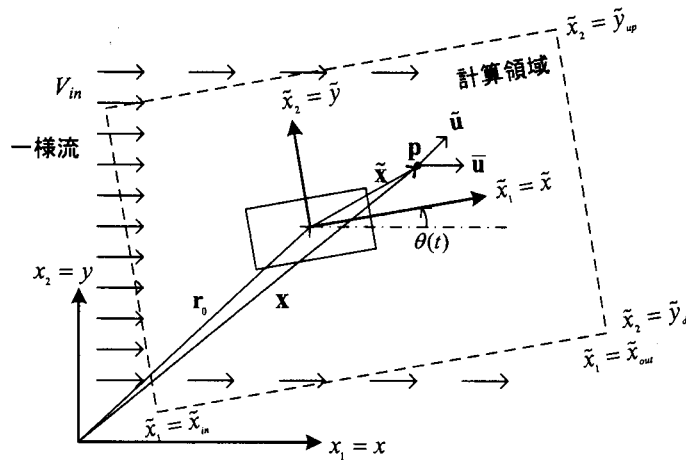


図-1 静止座標と移動回転座標との関係

$$\left(\frac{D\tilde{u}_i}{Dt}\right)_a = \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial\tilde{x}_j} + \frac{d^2 r_{oi}}{dt^2} + 2\varepsilon_{ijk}\omega_j\tilde{u}_k + \varepsilon_{ijk}\varepsilon_{jlm}\omega_l\omega_m r_{ok} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial\tilde{x}_i} + \nu \frac{\partial^2\tilde{u}_i}{\partial\tilde{x}_j\partial\tilde{x}_j} - \frac{\partial\tau_{ij}}{\partial\tilde{x}_j} \quad (4)$$

$$\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial\tilde{x}_i} = 0 \quad (5)$$

である。ここで $(D/Dt)_a$ は絶対静止座標上実質微分、 ω_i は回転角速度ベクトルで成分は $(0,0,\omega)=(0,0,d\theta/dt)$ 、 τ_{ij} はフィルタ平均により発生するサブグリッド応力成分、 ρ, ν は空気の密度と動粘性係数、また ε_{ijk} は交替テンソルである。

サブグリッド応力 τ_{ij} にはNakayama & Noda³⁾で用いられたものと同様、標準スマゴリンスキーモデル⁸⁾を用い、壁面近傍はVan Driest型の減衰関数を適用する。壁面近傍は格子幅を小さくとり、粘着条件を用いる。

一様な風中の橋桁の場合、静止座標系での計算領域外側境界条件は、風上流入面($x_1=x_{in}$)で x_1 方向に一定風速 V_{in} 、桁の上方、下方の境界面($x_2=y_{up}, y_{dn}$)では風方向に抵抗ゼロのスリップ面、風下面で放射流出である。すなわち

$$x_1 = x_{in} \text{ で } \bar{u}_1 = V_{in}, \bar{u}_2 = \bar{u}_3 = 0, \quad (6)$$

$$x_2 = y_{up}, x_2 = y_{dn} \text{ で } \bar{u}_2 = 0, \frac{\partial\bar{u}_1}{\partial x_2} = \frac{\partial\bar{u}_3}{\partial x_2} = 0, \quad (7)$$

$$x_1 = x_{out} \text{ で } \frac{\partial\bar{u}_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j} = 0, \quad U_1 = V_{in}, U_2 = U_3 = 0 \quad (8)$$

である。移動・回転座標上では流入条件(6)式は

$$\tilde{u}_1 = V_{in} \cos\theta - \frac{dr_{o1}}{dt} \cos\theta - \frac{dr_{o2}}{dt} \sin\theta + \omega\tilde{x}_2, \quad (9)$$

$$\tilde{u}_2 = -V_{in} \sin\theta + \frac{dr_{o1}}{dt} \sin\theta - \frac{dr_{o2}}{dt} \cos\theta - \omega\tilde{x}_1, \quad (10)$$

$$\tilde{u}_3 = -\frac{dr_{o3}}{dt} \quad (11)$$

となる。上下端境界条件(式(7))は、 $\tilde{x}_2 = \tilde{y}_{up}$, $\tilde{x}_2 = \tilde{y}_{dn}$ で

$$-\tilde{u}_1 \sin\theta + \tilde{u}_2 \cos\theta + \frac{dr_{o2}}{dt} + \omega\tilde{x}_1 = 0, \quad (12)$$

$$\left(-\frac{\partial\tilde{u}_1}{\partial\tilde{x}_1} \sin\theta + \frac{\partial\tilde{u}_1}{\partial\tilde{x}_2} \cos\theta\right) \cos\theta + \left(\frac{\partial\tilde{u}_2}{\partial\tilde{x}_1} \sin\theta + \frac{\partial\tilde{u}_2}{\partial\tilde{x}_2} \cos\theta\right) \sin\theta - \omega \cos\theta = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial\tilde{u}_3}{\partial\tilde{x}_2} = 0 \quad (14)$$

である。さらに下流端条件(8)は

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(Q_{ij} \tilde{u}_j + \frac{dr_{oi}}{dt} + \frac{dQ_{ij}}{dt} \tilde{x}_j \right) + U_l \frac{\partial}{\partial x_l} \left(Q_{ij} \tilde{u}_j + \frac{dr_{oi}}{dt} + \frac{dQ_{ij}}{dt} \tilde{x}_j \right) = 0, \quad x_1 = r_{o1} + \tilde{x}_1 = x_{out} \quad (15)$$

となる。

$\tilde{x}_3 (= \tilde{z} = z)$ 方向境界は、計算領域と同じ流れ場が繰り返しあるとし、周期境界条件、すなわち流速圧力とも手前の面と奥の面で瞬時値が等しいとする。物体表面は滑面とし、境界条件は、物体に固定された移動座標では流速は速度ゼロの粘着条件である。

2. 2 物体の運動方程式

本解析では、長大斜張橋の代表的部分の橋軸に主直な面内の運動を対象とする。計算対象部は剛体で近似出来、計算対象以外の部分及び吊支持は変形するが、対象部をバネとダンパーで支持しているものと解釈する。流れは3次元乱流で、桁断面も正確には3次元形状であるが橋軸方向に対称で、同一基本区間が幾つも続いているうちの一区間を解析対象としているので、計算対象断面に働く力と運動は桁断面を含む面内の平面的なものとする。これは長い橋桁の一部が風荷重によりたわみとねじれ変形を起こす場合の近似である。時間 t での、解析対象断面の風方向、鉛直方向の変位を $X(t)$, $Y(t)$ 、回転角を $\theta(t)$ とすると、これらについての運動方程式は

$$[M]\{\ddot{X}_i(t)\} + [C]\{\dot{X}_i(t)\} + [K]\{X_i(t)\} = \{f_i(t)\} \quad (16)$$

と書ける。ここで

$$\begin{aligned} \{X(t)\} &= \begin{Bmatrix} X(t) \\ Y(t) \\ \theta(t) \end{Bmatrix}, \quad \{\dot{X}(t)\} = \begin{Bmatrix} dX/dt \\ dY/dt \\ d\theta/dt \end{Bmatrix}, \quad \{\ddot{X}(t)\} = \begin{Bmatrix} d^2X/dt^2 \\ d^2Y/dt^2 \\ d^2\theta/dt^2 \end{Bmatrix}, \quad \{f(t)\} = \begin{Bmatrix} f_X(t) \\ f_Y(t) \\ f_\theta(t) \end{Bmatrix}, \\ [M] &= \begin{bmatrix} m & 0 & -s_Y m \\ 0 & m & s_X m \\ -s_Y m & s_X m & I \end{bmatrix}, \quad [C] = \begin{bmatrix} C_X & 0 & 0 \\ 0 & C_Y & 0 \\ 0 & 0 & C_\theta \end{bmatrix}, \quad [K] = \begin{bmatrix} K_X & 0 & -e_Y K_X \\ 0 & K_Y & e_X K_Y \\ -e_Y K_X & e_X K_Y & K_\theta \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (17)$$

で、 f_X, f_Y, f_θ はそれぞれ、 x 方向、 y 方向の風力とピッチングモーメント、 m, I は質量および慣性モーメント、 s_X, s_Y は基準軸から重心までの距離、 e_X, e_Y は基準軸から剛心までの距離、 C_X, C_Y, C_θ はそれぞれ、 x 方向、 y 方向、ねじれ方向の減衰係数でそれぞれの方向の速度にのみ依存すると仮定、 K_X, K_Y, K_θ はそれぞれ、 x 方向、 y 方向たわみ、ねじれの剛性である。以下の計算では $s_X = s_Y = e_X = e_Y = 0$ としているので、 x 方向、 y 方向、ねじれ方向の振動は独立に計算している。

3. 計算手法

流れの数値計算法は食違い直交格子上で HSMAC 法に準じた方法で、まず運動方程式(4)を陽的に差分し、時間進行させ流速の予測値をもとめる。次にその速度成分が連続の式(5)を満たすように、圧力と速度成分を反復修正して行く方法である。計算格子は不等間隔直交格子である。空間差分は2次精度中心差分、ただし移流項には3次精度風上差分、時間積分は3次精度 Adams-Bashforth 法を用いている。

物体の運動方程式は Newmark- β 法で差分して解く。すなわち上付き n で、間隔 Δt で進む時間ステップ $t=t^n$ での値を表すと、

$$\ddot{X}_i^{n+1} = \frac{f_i^{n+1} - C_i \{\dot{X}_i^n + 1/2 \ddot{X}_i^n \Delta t\} - K_i \{X_i^n + \dot{X}_i^n \Delta t + (0.5 - \beta) \ddot{X}_i^n \Delta t^2\}}{m_i + 1/2 C_i \Delta t + \beta K_i \Delta t^2} \quad (18)$$

$$\dot{X}_i^{n+1} = \dot{X}_i^n + \frac{1}{2} (\ddot{X}_i^{n+1} + \ddot{X}_i^n) \Delta t \quad (19)$$

$$X_i^{n+1} = X_i^n + \dot{X}_i^n \Delta t + (0.5 - \beta) \ddot{X}_i^n \Delta t^2 + \beta \ddot{X}_i^{n+1} \Delta t^2 \quad (20)$$

の3ステップで計算する。なお $\beta=1/4$ の場合平均加速度法、 $\beta=1/6$ の場合線形加速度法である。

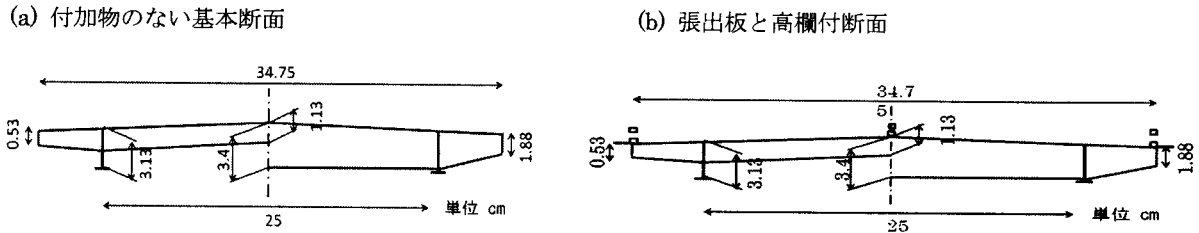


図-2 解析対象桁断面

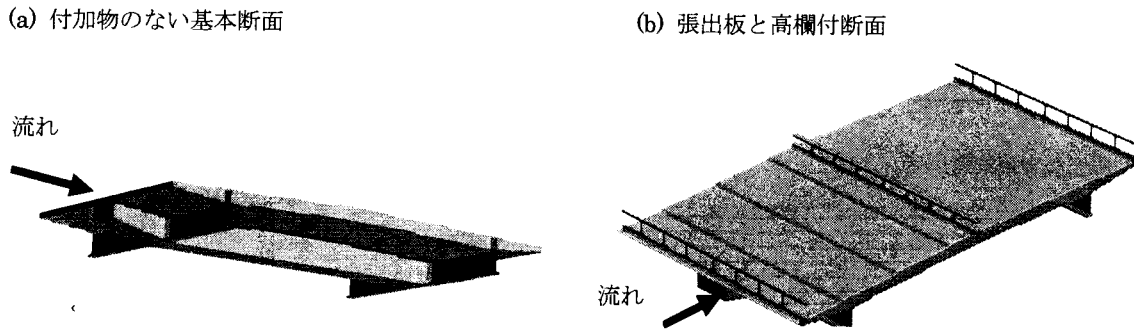


図-3 計算格子桁の形状

4. 解析対象断面と解析条件

解析は張出板、高欄など付加物のない基本断面と張出板および高欄のある場合について行われた。図-2にこれらの断面図を示す。図-2(a)が付加物のない基本断面、図-2(b)が床板天端を延長した張出板と高欄干付きである。スケールは風洞模型スケールで、基本断面幅員 $B=34.75\text{cm}$ 、桁高さ $H=3.4\text{cm}$ 、張出長さ 0.625cm である。各図の左半分は床板とI桁を、右半分は横桁のある断面を示す。厚さ 1.13cm の床板を横桁が支え、その桁を2本の橋軸方向I型が支える構造である。横桁は橋軸方向に 19.2cm ピッチで設置されているので、数値解析には横桁を中心にスパン $l=19.2\text{cm}$ の部分を対象とする。高欄は左右端と中央に高さ 1.25cm の位置のレールと、間隔 2.7cm で7本の柱からなる。

図-3に直交座標系計算格子で表現されたそれぞれの形状を示す。格子数は x, y, z 方向に $213 \times 135 \times 49$ である。最小格子幅は橋桁近傍で同方向に $0.3, 0.15, 0.4\text{cm}$ 、桁から離れるにつれ徐々に間隔が広がる不等間隔である。計算領域は橋桁寄り風上に $0.8B$ 、風下方向に $1.8B$ 、上下方に $0.5B$ の領域をとっている。以前の研究より、トラス構造などの部材にかかる抵抗を精度よく算定するにはその断面を最低 2×2 の格子で解像することを勧めているが、本計算では断面幅を単一の格子で表している部分がある。最少格子幅は解析対称とする付加物の流れへの影響と、それにかかる風力を解像できる大きさで、ワークステーションレベルの計算機で扱える格子数に収まるよう決められた。

計算は x 軸に沿った一様な流れを流入面に仮定する。計算の初期も x 方向一様風からスタートする。桁の振動する場合は静止桁で計算を進めほぼ定常に達したところから振動計算を始める。固有振動周期は約 $1/3$ 秒で、流れの乱れ時間スケールに比べ非常に大きいので、流れ計算の各時間ステップ（以下の計算では、風速の遅い場合でも $1.0 \times 10^{-4}\text{sec}$ ）での振動計算は必要ないが、計算負荷は大きくないので、毎時間ステップ振動計算を行っている。

5. 解析結果と実験値との比較

計算はまず静止桁について流れの計算結果より、橋桁モデルにかかる抗力、揚力、ピッチングモーメントの計算を行い、結果の妥当性を確認した上でたわみ振動する桁についての計算を行う。条件は本桁モデルに相当する模型について

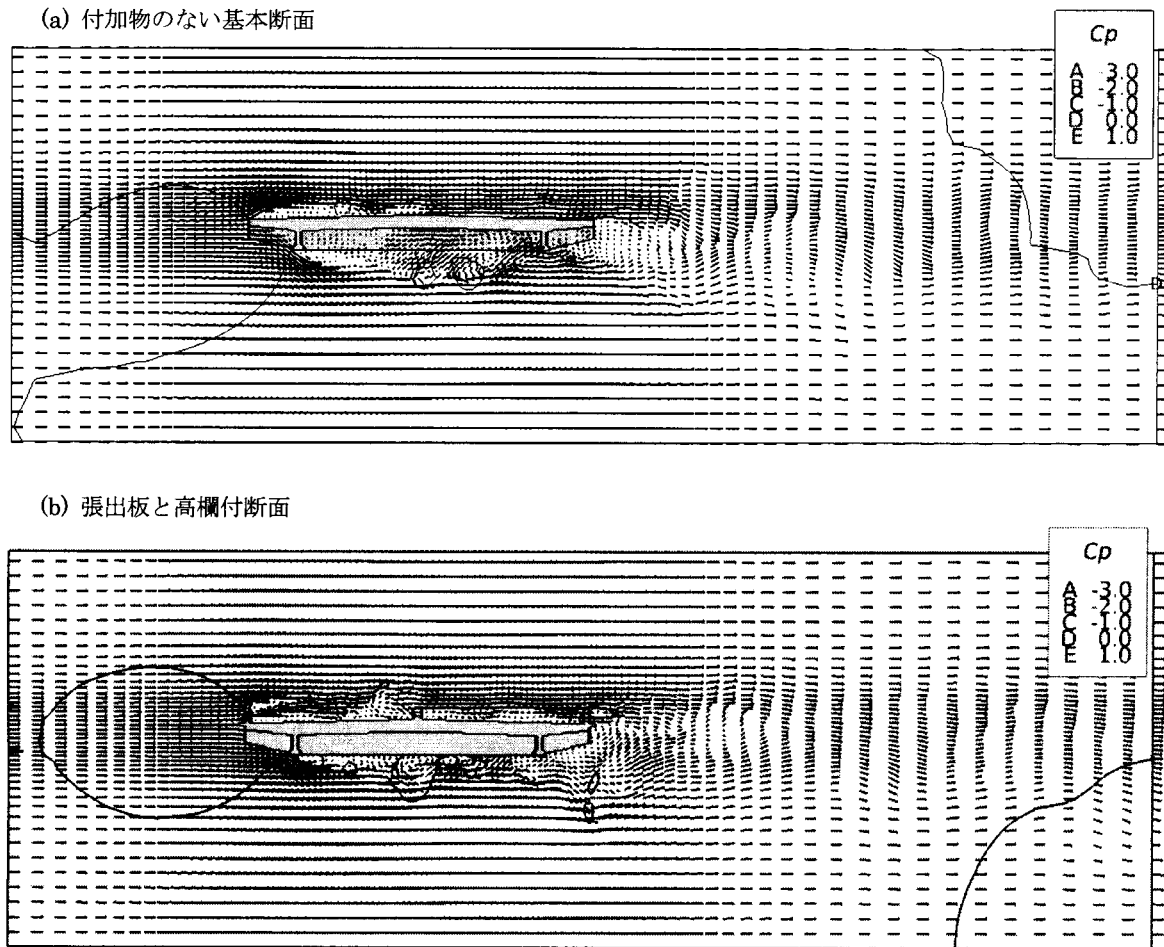


図-4 静止桁を過ぎる瞬時流れ場の例

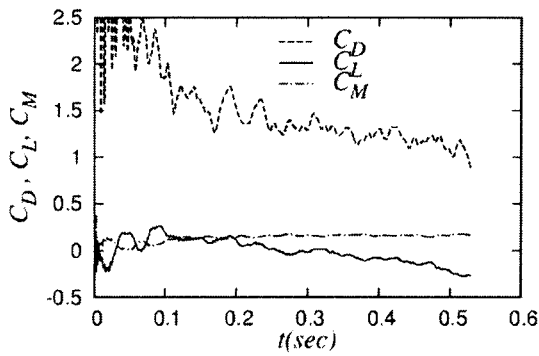
行われた風洞実験結果（未発表）と同一とし、結果を比較する。

5. 1 流れ場と静的空力特性

図-4に接近風速 $V_{in}=5\text{m/s}$ の場合の、瞬時流れ場を流速ベクトルと等圧線で示す。双方とも計算領域全体で一様な流れ場の初期状態から計算をはじめ、平均的に流入面から流入した空気が流出面から流れだす時間を経過した後のものである。図は横桁のある断面よりやや手前の鉛直面での分布である。図-4(a)の基本断面ケースでは主にI桁により生じる乱れと風上側前縁からの剥離流れによる乱れが見られる。風上側のI桁により剥離した流れは風下側の桁にあたる前に桁下面に再付着しており、風下側の桁下流の剥離域は風上側のよりも小さくなっている。付加物ありの場合、高欄の影響で桁上方にも乱れが生じ、後流幅がやや広がっている。これらは定性的にはあるが何れも妥当な結果ととれる。

上記の計算より得られた物体表面応力を積分して得られる抗力 D 、揚力 L および桁中央床板上面の点を中心とする回転モーメント M を求めた。図-5は抗力係数 $C_D (= D/(1/2\rho V_{in}^2 H l))$ 、揚力係数 $C_L (= L/(1/2\rho V_{in}^2 B l))$ 、およびピッチングモーメント係数 $C_M (= M/(1/2\rho V_{in}^2 B^2 l))$ の経時変化である。それぞれ時間変動は大きいのが、角柱の場合 C_D の RMS 振動幅は平均値の約 5% で本計算結果も似たような値である。張出板、高欄付きのケースは基本断面に比べ抵抗が大きく、揚力も下向きに大きくなっており、付加物の影響が大きい事を示している。張出板、高欄つきケースは風洞実験で調べられておりその時間平均値は表-1に示されている。張出板、高欄付ケース結果はピッチングモーメントがやや大きいのが、概して実験と良く合っている事が分かる。

(a) 付加物のない基本断面



(b) 張出板と高欄付断面

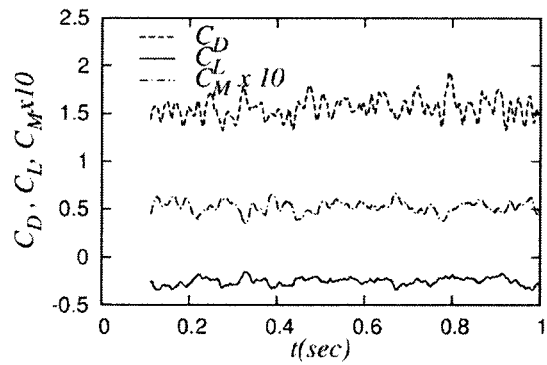


図-5 静止桁断面の空力係数

表-1 静止桁（張出板、高欄あり検査車レールなし）についての風洞実験結果

	C_D	C_L	C_M
風洞実験値	1.550	-0.160	0.033

表-2 振動桁構造諸元

諸元	記号	実験値
単位長さ当たり等価質量	m	2.72kg/m
単位長さ当たり等価慣性モーメント	I	0.0381kg/m
鉛直たわみ固有振動数	f_η	2.63~2.69Hz
ねじれ固有振動数	f_θ	6.07~6.20Hz
鉛直たわみ対数減衰率	δ_η	0.02
ねじれ対数減衰率	δ_θ	0.02
鉛直たわみスクルートン数	Sc_η	92
ねじれスクルートン数	Sc_θ	1321

5. 2. たわみ振動特性

計算法は風方向、鉛直方向の振動およびねじれ振動の3自由度運動について解析可能であるが、一様風によるたわみによる鉛直上下振動について調べる。張出板のない基本断面について表-2に示す桁の質量、剛性、減衰係数、スクルートン数などの諸元の実験結果があるので、これらのパラメータに合わせた計算を行った。

計算は接近風速 $V_{in}=3\text{m/s}$, 5m/s , 7m/s の3ケースについて行った。それぞれ流れがほぼ定常になるまで固定し、その後の桁の鉛直運動について解いた結果を図-6に示す。縦軸は桁の初期静止位置からの変位 η である。

表-2に示されているようにたわみ固有振動数が約2.66Hzであるので、計算ケース $V_{in}=3\text{m/s}$, 5m/s および 7m/s の無次元風速 $V_r=V_{in}/f_n H$ はそれぞれ33.2, 55.3, 77.4である。本計算は検証を目的にしており十分な範囲と間隔の風速の計算は行っていないので渦励振、フラッターなどの発生限界の確定は出来ないが、 $V_{in}=3\text{m/s}$ から 7m/s にかけて振動振幅が増加する傾向がでている。

図-7に実験により得られた、たわみ振動全振幅 A_y の風速による変化と本計算結果を併せて示す。十分な時間にわた

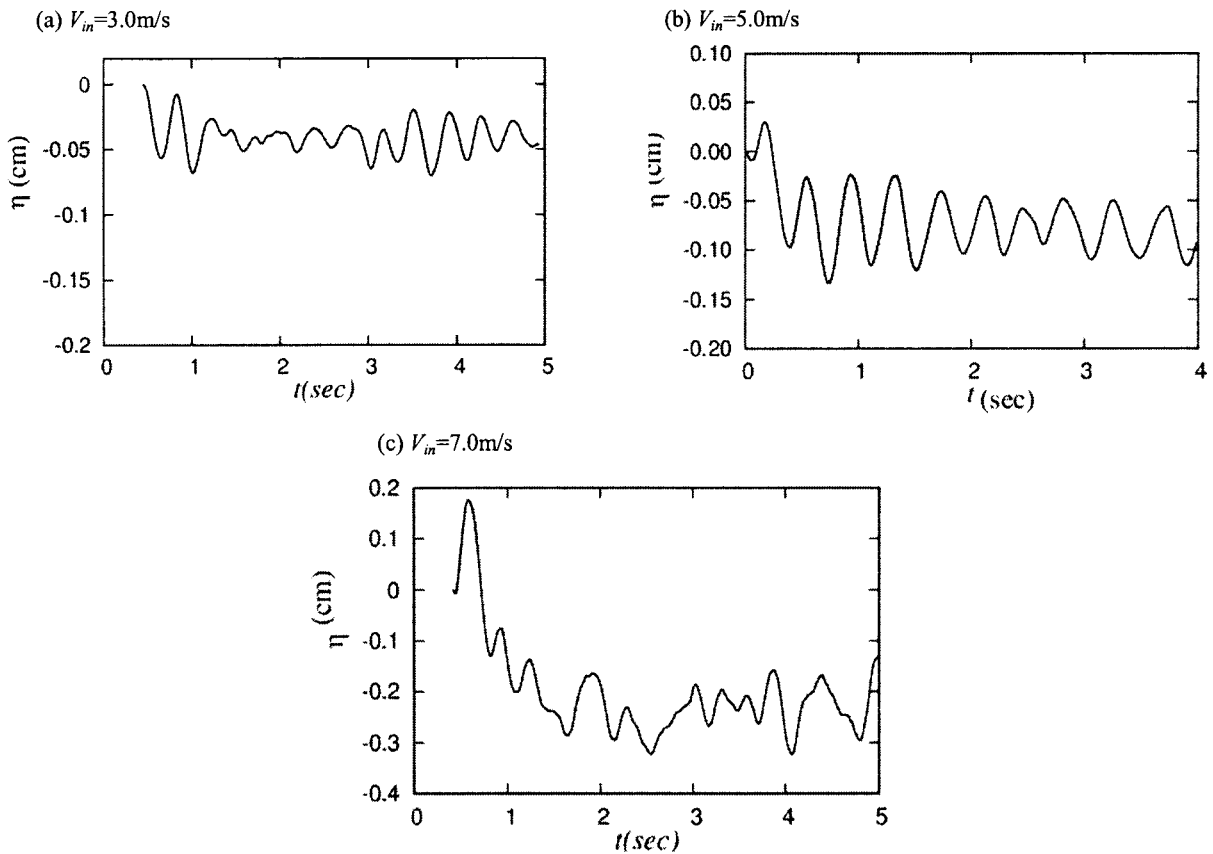


図-6 たわみ変位

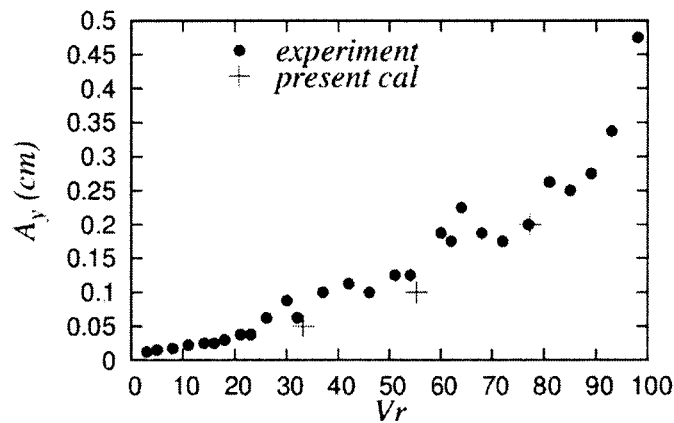


図-7 たわみ振動振幅

る計算結果で、本計算結果は実験値よりやや低めであるが、傾向は一致している。今回は無次元風速 90 以上の高速不安定条件での計算結果は得られていないが、今後行う予定である。

6. 結論

バネとダンパーで支持された橋梁桁断面の周りの流れにラージ・エディ・シミュレーション (LES) を適用し、一様風中の橋桁の空力特性を予測する手法を作成し、その性能を実験などと比較することにより検証した。基本的静止橋

梁断面の風洞実験スケールの流れと桁振動について数値解析を行った。静止桁にかかる空力荷重は張出板や高欄など付加物に大きく影響されることが分かり、付加物を取り付けた計算モデル計算では実験に良く合う結果が得られた。付加物を設置していない桁のたわみによる鉛直振動の再現性も行き、大まかな振動特性が再現できることを見出した。今後付加物の詳細を再現した計算を行い、また回転運動を含めた3自由度運動の計算に拡張し、これまで風洞実験に頼られていた耐風設計に応用できるか検証してゆく計画である。

参 考 文 献

- 1) 東隆介, 平野廣和: 1:13 矩形断面に作用する非定常空力の数値流体解析による検討, 第18回風工学シンポジウム, pp.287-292, (2004).
- 2) ファム・バン・フック: オープンソースを用いた数値流体解析, ながれ, 第31巻, 第3号, pp.277-284, (2012).
- 3) Nakayama, A. and Noda, H.: LES simulation of flow around a bluff body fitted with a splitter plate, *J. Wind Eng. and Ind. Aerodyn.*, Vol. 85, pp.85-96, (2000).
- 4) 中山昭彦, 永井史保, 野田博: LESによる角柱の振動応答解析, 土木学会応用力学論文集, Vol.1, pp.633-640, (1998).
- 5) Sagaut, P.: *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows, 3rd ed.*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, (2006).
- 6) Grinstein, F., Margolin, L.G. and Rider, W. J.: *Implicit Large Eddy Simulation*, Cambridge University Press, (2007).
- 7) Ferziger, J.H. and Peric M.: *Computational Methods for Fluid Dynamics*, 3rd ed. Springer, Berlin Heidelberg (2002).
- 8) Smagorinsky, J.: General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment, *Mon. Weather Rev.*, Vol.91, pp.99-164, (1963).
- 9) Nakayama, A. and Vengadesan, S.: On the influence of numerical schemes and subgrid-stress models on large eddy simulation of turbulent flow past a square cylinder, *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 38, pp.227-253, (2002) (DOI:10.1002/flid.214)
- 10) Nakayama, A., Okamoto, D. and Takeda, H.: Large-eddy simulation of flows past complex struss structures, *J. Wind Eng. and Ind. Aerodyn.*, Vol 98, pp.133-144, (2010) (DOI:10.1016/j.jweia.2009.10.007)

著 者

野田 博	近畿大学教授, 博士 (工学), 風工学
中山 昭彦	所員, Ph. D., 流体力学, 水理学
杉山 裕樹	阪神高速道路株式会社, 修士 (工学) 橋梁工学
金治 英貞	阪神高速道路株式会社, 博士 (工学) 橋梁工学
佐藤 彰紀	阪神高速道路株式会社, 修士 (工学) 橋梁工学