

## 2 方程式乱流モデルを用いた長大橋非定常 空気力の数値計算

黒田眞一

正会員 工修 石川島播磨重工業株式会社 基盤技術研究所 基礎技術研究部 流体グループ  
(〒235-8501 横浜市磯子区新中原町1番地)

2次元RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) 計算の長大橋非定常空気力の予測に対する適用性を検討した。乱流モデルにはMenterの $k-\omega$  SST (Shear Stress Transport) モデルを用いた。振動する物体周りの流れの計算の検証は、大振幅でピッチング運動する翼型まわりの流れ計算の結果を対応する風洞実験結果と比較することにより行った。長大橋への適用は、最も基本的な断面である偏平六角形断面を対象として行った。たわみ・ねじれ2方向1自由度加振のシミュレーション結果から求めた非定常空気力は風洞実験結果とよく一致していた。これにより、 $k-\omega$  SSTモデルを用いた2次元RANS計算が長大橋非定常空気力の予測手法として有望であることが確認できた。

**Key Words:** *unsteady aerodynamic forces, long-span bridge, flutter, shallow hexagonal cross-section, RANS, two-equation turbulence model,  $k-\omega$  SST, dynamic stall, airfoil*

### 1. はじめに

Navier-Stokes 方程式系の数値計算を用いて橋梁断面に作用する静的空気力を予測することについては、これまでも多くの研究<sup>1)~4)</sup>があり、その有効性についてはある程度確認されつつある。しかしながら、橋梁断面の非定常空気力(たわみ・ねじれ2自由度振動時の揚力およびモーメント)の予測については、まだ、研究<sup>5), 6)</sup>も少なく精度の評価もこれからの課題となっている。非定常空気力は、長大橋の耐風設計の中で最も重要な要素の一つである耐フラッター性能を評価する上で必要となる。

本研究は、橋梁に作用する非定常空気力を予測する数値解法の開発を目的としているが、まず、その第一段階として、著者は、比較的計算負荷の小さい2次元RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) 計算を用いて橋梁断面に作用する非定常空気力を予測することの可能性について検討した。本論では、その結果について報告する。

RANS 計算に用いられる乱流モデルは、代数モデル、1方程式モデル、2方程式モデル、応力方程式モデルなど多岐にわたるが、現状では2方程式モデルが

精度と経済性のバランスが最もよいと考えられる。2方程式モデルの中で最も一般的な標準  $k-\epsilon$  モデルでは壁面近傍の領域は解像せずに wall function を用いる。しかしながら、剥離や再付着の生ずる橋梁断面まわりの流れ場に対しても wall function が有効かどうかは明らかではない。

Bardinaら<sup>7)</sup>は、wall function を用いずに壁近傍の領域も解く、所謂、低Re数型に属する4つの乱流モデル (Launder-Sharma  $k-\epsilon$ <sup>8)</sup>, Wilcox  $k-\omega$ <sup>9)</sup>, Spalart-Allmaras<sup>10)</sup>およびMenter  $k-\omega$  SST<sup>11)</sup>)を取り上げ、様々な流れ場に対するそれらモデルの性能評価を行い、相対評価では  $k-\omega$  SST (Shear Stress Transport) が最も優れた結果を与えたと報告している。著者は、2次元RANSシミュレーションが橋梁断面の非定常空気力の予測に有効かどうかを調べる第一ステップとして、 $k-\omega$  SSTモデルを用いたRANS計算コードを作成し、その適用性を検討することとした。

橋梁断面を対象とした強制振動法による非定常空気力の計測では、通常、比較的小振幅の範囲の振動のもとで計測が行われる。しかしながら、非定常空気力の振幅依存性は無視し得ないテーマの一つであり、また、最近では橋梁断面を対象としたものではないもの

の大振幅時の非定常空気力の報告<sup>12)</sup>もなされるようになってきている。そこで、本研究では、大振幅非定常空気力予測への本 RANS 計算コードの適用検討も合わせて行った。

一般に橋梁断面を対象として非定常空気力を計測する場合、たわみ・ねじれ (pitching) 2 方向の加振を行う必要があるが、このことは数値解析による非定常空気力の予測においても変わらない。実際、Larsen ら<sup>13)</sup>は渦点法を用いた、たわみ・ねじれ 2 方向の強制加振のシミュレーションから橋梁断面に作用する非定常空気力の予測を試みている。しかしながら、Navier-Stokes 方程式系の計算では、橋梁断面のたわみ運動を対象とした研究例<sup>14)</sup>はこれまでも報告されてきたが、橋梁のねじれ運動を扱った例はごく最近まで存在しなかった (最近の例としては文献 5), 6) がある。矩形断面を対象とした研究でも、たわみ振動時の非定常空気力については加藤<sup>15)</sup>および嶋田ら<sup>16), 17)</sup>の精度のよい結果の報告例があるが、ねじれ振動時の非定常空気力についてはまだ報告例がないようである。

以上のような背景から、本研究では、まず、大振幅で pitching 運動する翼型<sup>18), 19)</sup>の計算から、ねじれ運動の計算機能と大振幅問題に対する精度の確認を行い、その後、偏平六角形断面に作用する非定常空気力<sup>20)</sup>の計算から長大橋断面への適用性を検証した。翼型を選んだのは、動的失速の風洞実験結果<sup>18), 19)</sup>が公表されており計算結果との比較が可能なたためである。一方、近年建設された長大橋のほとんどが補剛桁として偏平箱桁を採用しており、また、将来建設が計画されている超長大橋においても補剛桁は偏平箱桁主体の構造になると考えられている。そこで、本研究では長大橋非定常空気力予測の第一歩として、偏平箱桁の基本形状である偏平六角形断面を解析対象に選んだ。

## 2. 計算手法

非圧縮性の 2 次元 Reynolds-Averaged Navier-Stokes 方程式を基礎方程式とし、平均流の計算は文献 2) 等で報告した手法を用いた。具体的には Rogers らの擬似圧縮性解法<sup>21)</sup>に基づき、対流項の評価に 3 次あるいは 5 次精度の風上差分<sup>21), 22)</sup>、粘性項に 2 次精度中心差分、時間積分には 2 次精度の陰解法を用いた。時間方向の陰的離散化から生ずる代数方程式の解法には unfactored line-relaxation 法<sup>21)</sup>を用いた。境界条件は全て陰的に取り扱った。物体境界では、流速  $\mathbf{u}$  については  $\mathbf{u} = \mathbf{v}_s$  ( $\mathbf{v}_s$  は物体面の運動速度を表し、静止している場合は  $\mathbf{v}_s = 0$ ) とし、圧力については圧力勾配の物体に垂直な成分がゼロとなる条件を課した。流入・流出条件は Rogers らの characteristics 法<sup>21)</sup>によつ

た。

振動する物体まわりの流れを取り扱うために、時間を含めた一般座標変換<sup>21), 23)</sup>を用いた。このとき、計算格子は変形させずに、物体の運動に合わせて剛体的に移動・回転させた<sup>23)</sup>。この方法によれば、計算格子は最初に一度作成すればよく、物体振動時の各格子の移動速度や座標変換の metrics は物体の運動から容易に規定することができる。また、運動の振幅の大きさも制限されることはない。

乱流モデルには Menter の  $k-\omega$  SST<sup>11)</sup> モデルを用いた。 $k-\omega$  SST モデルでは乱流量の輸送方程式は次式で与えられる。

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \beta^* \omega k + \nabla \cdot \left[ (\nu + \sigma_k \nu_i) \nabla k \right] \quad (1)$$

$$\frac{D\omega}{Dt} = \gamma P_\omega - \beta \omega^2 + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{\nu_i}{k} \nabla k \cdot \nabla \omega + \nabla \cdot \left[ (\nu + \sigma_\omega \nu_i) \nabla \omega \right] \quad (2)$$

本論では Menter<sup>24)</sup>の推奨に従い生成項を以下のように修正して用いた。

$$P_k = \nu_i \Omega^2 \quad (3)$$

$$P_\omega = \Omega^2 \quad (4)$$

ここで、 $\Omega$  は渦度の絶対値を表す。これは Kato ら<sup>25)</sup>の修正と類似のものである。式 (1), (2) 中のモデル定数は、そのひとつを  $\phi$  としたとき、定数  $\phi_1, \phi_2$  から次式により計算される。

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (5)$$

ここで、定数  $\phi_1$  は Wilcox  $k-\omega$  モデル<sup>9)</sup>の定数であり、

$$\begin{aligned} \sigma_{k1} &= 0.85, & \sigma_{\omega 1} &= 0.5 \\ \beta_1 &= 0.075, & \beta^* &= 0.09 \\ \kappa &= 0.41, & \gamma_1 &= \beta_1 / \beta^* - \sigma_{\omega 1} \kappa^2 / \sqrt{\beta^*} \end{aligned} \quad (6)$$

但し、 $\sigma_{k1}$  だけは SST モデル用にチューニングされた値となっている (Wilcox  $k-\omega$  モデルでは  $\sigma_{k1} = 0.5$ )。定数  $\phi_2$  は Jones-Launder  $k-\epsilon$  モデル<sup>26)</sup>の定数であり、

$$\begin{aligned} \sigma_{k2} &= 1.0, & \sigma_{\omega 2} &= 0.856 \\ \beta_2 &= 0.0828, & \beta^* &= 0.09 \\ \kappa &= 0.41, & \gamma_2 &= \beta_2 / \beta^* - \sigma_{\omega 2} \kappa^2 / \sqrt{\beta^*} \end{aligned} \quad (7)$$

両定数を混合する関数  $F_1$  は次式で定義される。

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (8)$$

$$\arg_1 = \min \left( \max \left( \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right) \quad (9)$$

ここで  $y$  は壁までの距離を表し、 $CD_{k\omega}$  は式 (2) 中の cross-diffusion 項の正の成分である。

$$CD_{k\omega} = \max \left( 2 \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega, 1 \times 10^{-20} \right) \quad (10)$$

渦粘性は次式で定義される。

$$v_i = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (11)$$

ここで、 $a_1 = 0.31$ で、 $F_2$ は次のように与えられる。

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (12)$$

$$\arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}, \frac{500 v}{y^2 \omega}\right) \quad (13)$$

モデル方程式の離散化手法は平均流に用いたものと同様のものを用いた。

乱流量の境界条件については、流出境界では1次外挿を用い、流入境界ではMenter<sup>11)</sup>の推奨値の範囲で、

$$\omega_\infty = U_\infty / L, \quad v_{t,\infty} = 10^{-3} v_\infty, \quad k_\infty = v_{t,\infty} \omega_\infty \quad (14)$$

とした。ここで、 $L$ は基準長さである。物体面上では $k=0$ で、 $\omega$ についてはMenter<sup>11)</sup>に従い、

$$\omega = 10 \frac{6\nu}{\beta_1 (\Delta y_1)^2} \quad (15)$$

とした。ここで $\Delta y_1$ は物体面から第一格子までの距離を表す。

### 3. 解析コードの検証

$k-\omega$  SSTモデルが適切にプログラム化され2次元流れ解析コードに組み入れられていることを確認するために検証解析を実施した。

#### (1) 平板上の流れ

まず、平板上の高 $Re$ 数流れを解析した。 $Re$ 数は平板長さ $L$ を代表長として $Re_L = 1 \times 10^7$ である。計算格子は $85 \times 81$ のH型格子で、平板上に75点、平板のleading edgeより上流側に10点、平板鉛直方向に81点を配した。平板に接する第1格子の幅は $1 \times 10^{-6}L$ とした。図-1に $Re_x = 1 \times 10^7$ における解析結果の境界層内層での流速分布を対数則との比較により、また、図-2には境界層外層での流速分布を実験結果<sup>27)</sup>と比較して示す(計算結果で $y^+ = 10^3$ は $y/L = 0.0029$ に対応する)。内層、外層とも解析結果は、それぞれ対数則、実験結果とよく一致している。

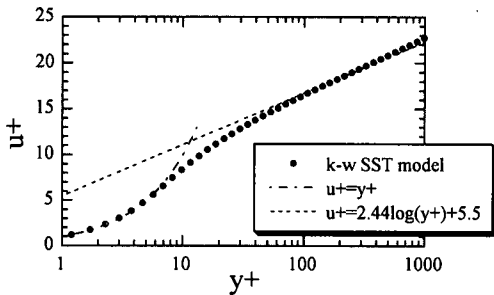


図-1 平板境界層内層での流速分布の比較 ( $Re_x = 1 \times 10^7$ )

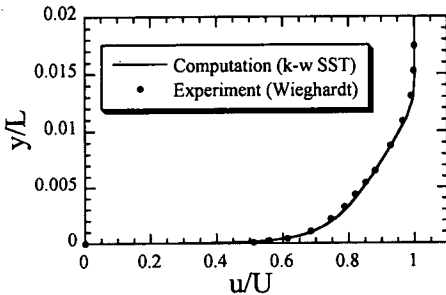


図-2 平板境界層外層での流速分布の比較 ( $Re_x = 1 \times 10^7$ )

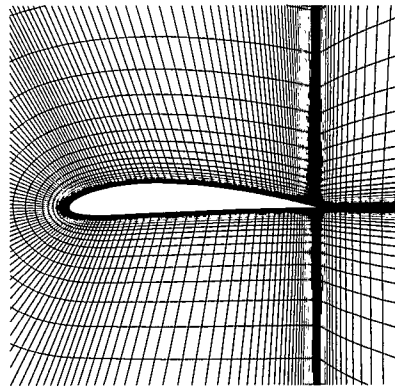


図-3 NACA4412翼型まわりの計算格子 (241 × 61)

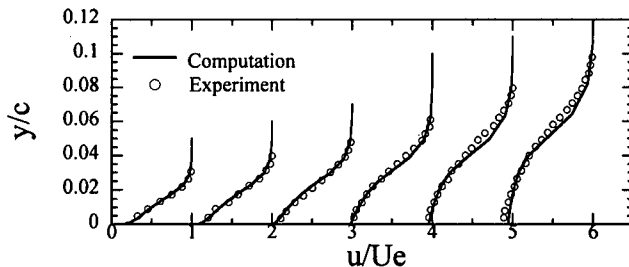


図-4 NACA4412翼上面での流速分布の比較 ( $Re_c = 1.52 \times 10^6$ ,  $\alpha = 13.87^\circ$ )  
比較位置:  $x/c = 0.675, 0.731, 0.786, 0.842, 0.897, .953$

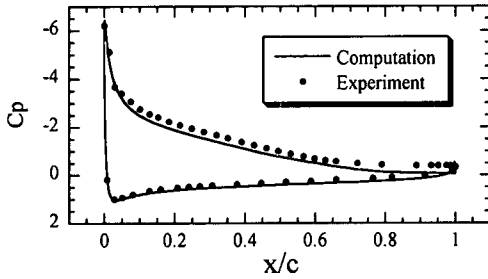


図-5 NACA4412翼面上での圧力分布の比較  
( $Re_c = 1.52 \times 10^6$ ,  $\alpha = 13.87^\circ$ )

## (2) NACA4412 翼型まわりの流れ

次に、NACA4412翼型まわりの流れ解析を実施した。翼弦長 $c$ を代表長とした $Re$ 数および迎角 $\alpha$ は実験<sup>28)</sup>条件に合わせてそれぞれ $Re_c = 1.52 \times 10^6$ ,  $\alpha = 13.87^\circ$ とした。実験結果によると、これは揚力が最大となるケースで流れは翼弦の約85%の位置で剥離している。このケースについてMenterは、Jones-Lauder  $k-\epsilon$ <sup>26)</sup>, Wilcox  $k-\omega$ <sup>9)</sup>, Menter  $k-\omega$  Base-line<sup>11)</sup> および  $k-\omega$  SST<sup>11)</sup>を用いた解析を行い翼上面での流速分布を実験結果と比較している<sup>11)</sup>。その結果、Jones-Lauder  $k-\epsilon$ とWilcox  $k-\omega$ では付着流れとなり、 $k-\omega$  SSTのみが実験と一致する流速分布を与えたと報告している<sup>11)</sup>。

そこで、本解析コードを用いてこのケースの解析を行い、Menterの $k-\omega$  SSTの結果同様に流速分布が実験結果と一致するかどうかを確認することとした。計算格子はMenterと同様にC型格子を採用し、格子点の数も彼の計算と同一(241×61)とした。また、C型格子のwakeのcut-lineを計算上の境界として扱わずに解く<sup>29)</sup>ようにしたのもMenterと同様である。図-3に本解析で用いた計算格子を、図-4には翼上面での流速分布を実験結果と比較して示す。本解析結果の流速分布は実験結果とよく一致しており、境界層の厚さが流れ方向に急激に増加する様子をよく捉えている。図-5には壁面圧力分布を示す。こちらも実験結果とよく一致している。以上により、本解析コードにおいて $k-\omega$  SSTが適切にコード化されていることが確認された。

## 4. 振動翼型のシミュレーション

### (1) 一定の角速度で急激に回転する翼型まわりの流れ

大きなピッチ角の問題に対する本解析コードの適用性を確認する目的で、翼型を急激に起こした時のその周りの非定常流れの解析を実施した。計算条件はWalkerらの実験<sup>18)</sup>条件に合わせた。すなわち、一様流

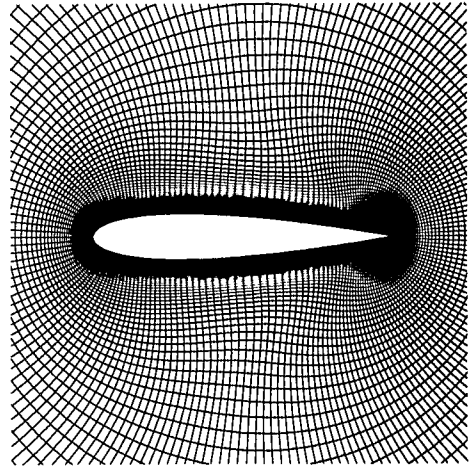


図-6 NACA0015翼型まわりの計算格子  
(201×101)

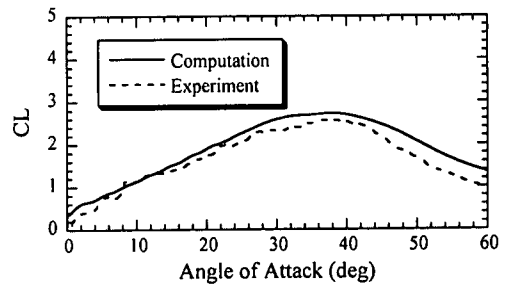
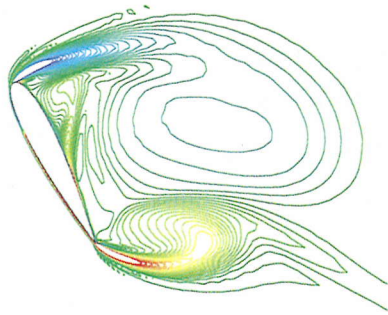


図-7 NACA0015翼型を急激に回転させた時の揚力係数の比較  
( $Re_c = 45,000$ ,  $\Omega^* = \Omega c / U_\infty = 0.2$ )

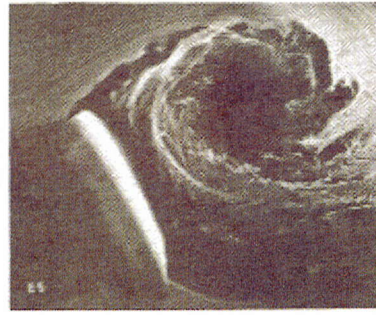
中に迎角 $0^\circ$ で静止していたNACA0015翼型を1/4翼弦まわりに一定の角速度で急激に迎角 $60^\circ$ まで回転させる。 $Re$ 数は翼弦長 $c$ を代表長として $Re_c = 45,000$ である。

計算格子はO型格子を採用し双曲型格子生成法<sup>30)</sup>を用いて生成した。格子点数は201×101で、最小格子幅は $2.5 \times 10^{-4}c$ である。時間積分の刻みは $\Delta t U_\infty / c = 0.01$ を用いた。図-6に計算格子を、図-7には無次元角速度 $\Omega^* = \Omega c / U_\infty = 0.2$ の時の本解析結果の揚力係数の履歴を実験結果と比較して示す。両者はよく一致している。

この $\Omega^* = 0.2$ のケースについて、計算格子と時間刻みの影響を調べた。計算格子については、周方向の格子点の数を倍にしたもの(401×101)と径方向の格子点の数を倍にしたもの(201×201)を用意し解析を行ったが、両者の結果は先の結果(201×101)とほとんど変わらず揚力係数の履歴に関しても3つの格子による結果はほぼ完全に一致していた(グラフ化したときに3つの曲線は重なってしまい判別できない)。

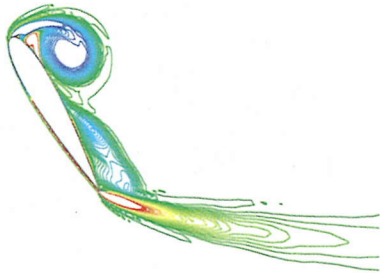


a) 計算結果 ( $\alpha = 60^\circ$ )



b) 実験結果 ( $\alpha = 59^\circ$ )

図-8 計算結果の瞬間の渦度分布と煙を用いた可視化実験 (Walker et al. 1985<sup>18)</sup>) の比較  
急激に回転させた NACA0015 翼型まわりの流れ ( $Re_c = 45,000$ ,  $\Omega^+ = \Omega c / U_\infty = 0.2$ )



a) 計算結果 ( $\alpha = 60^\circ$ )



b) 実験結果 ( $\alpha = 60^\circ$ )

図-9 計算結果の瞬間の渦度分布と煙を用いた可視化実験 (Walker et al. 1985<sup>18)</sup>) の比較  
急激に回転させた NACA0015 翼型まわりの流れ ( $Re_c = 45,000$ ,  $\Omega^+ = \Omega c / U_\infty = 0.6$ )

時間刻みについては、 $1/10$  の時間刻み ( $\Delta t U_\infty / c = 0.001$ ) を用いて解析を行ってみたが、こちらもほぼ完全に一致した解が得られた。以上から先に示した結果は格子、時間刻みに依存しない結果であると考えられる。

Walker らの実験によれば、急激に回転する翼型まわりの流れ場はその回転の角速度に大きく依存することが知られている。図-8および図-9では、無次元角速度の異なるケース ( $\Omega^+ = 0.2, 0.6$ ) について流れ場の様子を実験結果と比較した。図-8、図-9ともに同じ迎え角  $\alpha = 60^\circ$  で比較している。実験は煙により可視化しているのに対して、計算結果では瞬間の渦度分布を用いて可視化している。煙による可視化と瞬間の渦度分布の比較であるから、必ずしも同じものの比較とは言えないものの、計算結果は、無次元角速度の違いによる流れ構造の劇的な変化をよく捉えている。

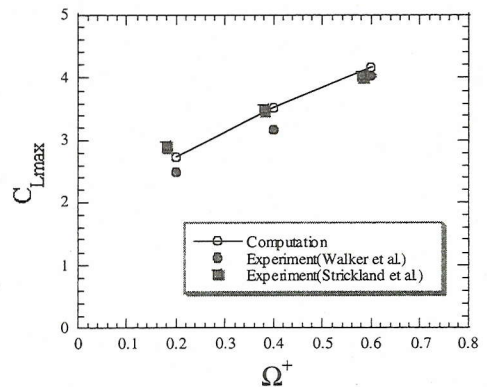


図-10 無次元角速度と最大揚力係数の関係  
NACA0015 ( $Re_c = 45,000$ )

図-10には計算結果による最大揚力係数と無次元角速度の関係を実験結果<sup>18),31)</sup>のそれらと比較して示す。計算結果は、最大揚力係数の無次元角速度に対する依存特性をよく捉えているといえる。

(2) 大振幅でピッチング運動する翼型まわりの流れ

次に、本解析コードによりヒステリシス効果が良好に捉えられるかどうかを確認するために、大振幅でピッチング運動するNACA0012翼型まわりの流れを解析した。翼型は1/4翼弦まわりに  $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha_1 \sin(\omega t)$  のように正弦波状にピッチング運動する。ここで無次元振動数  $K$  は  $K = \omega c / 2U_\infty$  により定義される。計算条件は  $\alpha_0 = 15^\circ$  ,  $\alpha_1 = 10^\circ$  ,  $K = 0.1$  ,  $Re_c = 1 \times 10^6$  とした。これらの条件に対してはMcAlisterらの実験データ<sup>19)</sup>がある。このケースは deep stall のケースであり、数値解析にとっても厳しい条件といえる。計算に用いた格子はO型格子で、格子点数は  $201 \times 101$  , 最小格子幅は  $5 \times 10^{-5}c$  である。前節同様、双曲型格子生成法を用いて作成した。時間刻みを  $\Delta t U_\infty / c = 0.01$  として計算を行った。

図-11に、計算結果の抗力、揚力および空力モーメントのヒステリシス・ループをMcAlisterらの実験結果と比較して示す。本計算結果が実験のヒステリシス・ループを比較的精度よく再現していることがわかる。図-12には downstroke 時の瞬間流線を示す。流れは downstroke 時に上面で大きく剥離しており、これが大きなヒステリシス効果の要因になっているのが分かる。

## 5. 長大橋箱桁断面への適用

前章の結果により、振動物体まわりの流れに対する本解析手法の有効性が確認できたので、この章では本手法を長大橋箱桁断面に作用する非定常空気力の予測に適用し、その予測精度を検証する。解析対象はMatsudaら<sup>20)</sup>が実験に使用した偏平六角形断面である。断面の形状を図-13に、本解析で用いた計算格子を図-14示す。格子点数は  $241 \times 101$  , 最小格子幅は  $5 \times 10^{-6}B$  ( $B$ : 桁幅) である。高欄・地覆の形状は今回の解析では考慮していない。

### (1) 非定常圧力

まず、ねじれ振動時の桁表面非定常圧力分布を実験結果と比較する。計算条件は、 $Re$ 数  $Re_B = 1.3 \times 10^7$  , 迎角変化:  $+3^\circ$  を中心に振幅  $1^\circ$  , 無次元振動数  $k = fB / U_\infty = 0.095$  で、これらはMatsudaらの実験<sup>20)</sup>条件に対応している。最初、断面を固定した状態(迎角  $3^\circ$ )

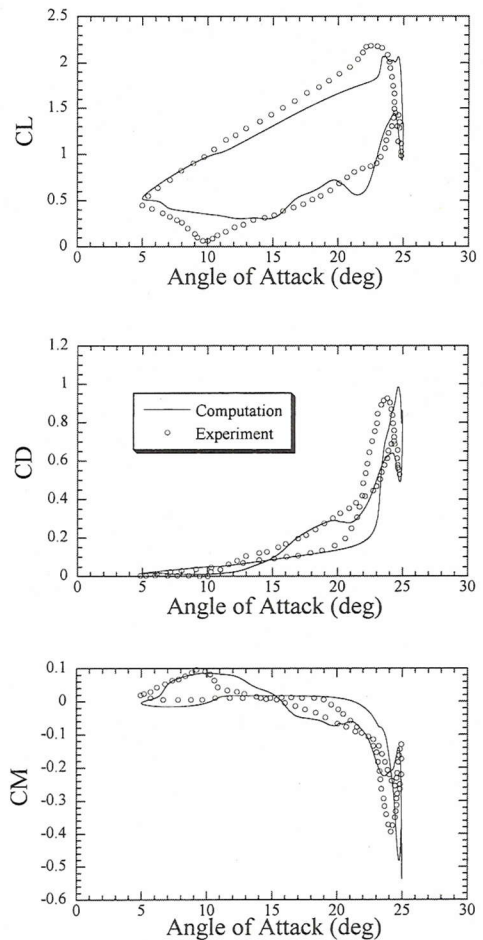


図-11 ヒステリシス・ループの比較  
NACA0012翼型まわりの流れ  
 $\alpha(t) = 15^\circ + 10^\circ \sin(\omega t)$   
 $K = 0.1$  ,  $Re_c = 1 \times 10^6$

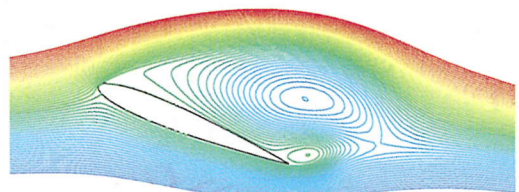


図-12 downstroke 時の瞬間流線 ( $\alpha = 22.6^\circ$ )  
NACA0012翼型まわりの流れ計算結果  
 $\alpha(t) = 15^\circ + 10^\circ \sin(\omega t)$  ,  $K = 0.1$   
 $Re_c = 1 \times 10^6$

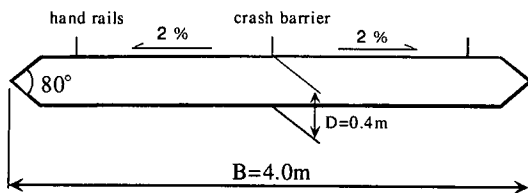


図-13 長大橋箱桁断面風洞実験模型形状<sup>20)</sup>

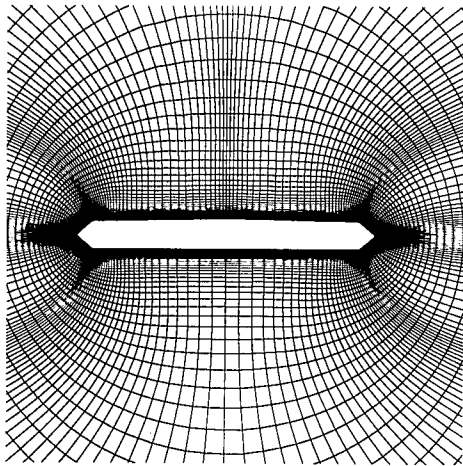


図-14 長大橋箱桁断面形状まわりの計算格子 (241 × 101)

の計算を行い、十分流れ場が発達してから断面をねじれ振動させた計算を行った。時間刻みは  $\Delta t U_\infty / B = 0.01$  とし、計算結果の統計処理はねじれ振動中の 8192 ステップ (およそ 8 周期分) のデータに対して行った。変動成分としてねじれ振動と同じ周波数成分のみを抽出した時、物体表面上の点  $x$  での圧力係数は平均圧力係数  $\bar{C}_p$  と変動圧力係数  $\tilde{C}_p$  を用いて次のように表される。

$$C_p(x, t) = \bar{C}_p(x) + \tilde{C}_p(x) \cdot \sin(\omega t + \phi(x)) \quad (16)$$

ここで、 $\omega$  は加振角振動数で、 $\phi$  は振動変位に対する位相差である。図-15 に平均圧力係数  $\bar{C}_p$  分布の比較を示す。上下面ともほぼ全面にわたって計算結果の平均圧力係数は実験結果のそれとよく一致している。

次に、変動成分を比較する。上面における変動圧力係数の実験と計算の比較を図-16 に示す。図-16 より、前縁直後の位置で実験結果の変動圧力係数が大きな値をとることが分かる。計算結果においても、この前縁直後の大きなピークの存在が確認できる。その後方で変動圧力係数は急激に減少し、フェアリングと上フランジ面との角から地覆直前にかけてはやや上昇する。この角部から地覆直前までの範囲の変動圧力係数の分布は実験結果と計算結果がよく一致している。しかしながら、地覆・高欄の後方で計算結果がそのまま連続

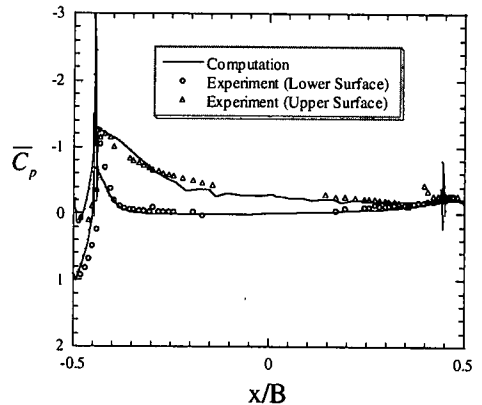


図-15 平均圧力係数の比較 長大橋箱桁  
ねじれ振動:  $\alpha(t) = 3^\circ + 1^\circ \sin(\omega t)$   
 $k = fB/U_\infty = 0.095$ ,  $Re_B = 1.3 \times 10^7$   
(実験: Matsuda et al. <sup>20)</sup>)

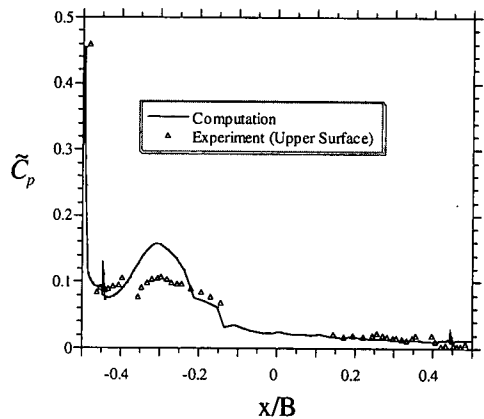


図-16 変動圧力係数の比較 長大橋箱桁 (上面)  
ねじれ振動:  $\alpha(t) = 3^\circ + 1^\circ \sin(\omega t)$   
 $k = fB/U_\infty = 0.095$ ,  $Re_B = 1.3 \times 10^7$   
(実験: Matsuda et al. <sup>20)</sup>)

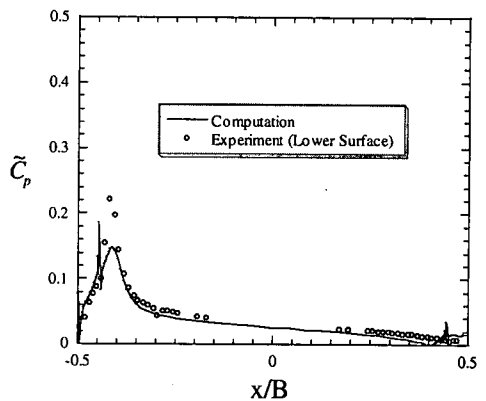


図-17 変動圧力係数の比較 長大橋箱桁 (下面)  
ねじれ振動:  $\alpha(t) = 3^\circ + 1^\circ \sin(\omega t)$   
 $k = fB/U_\infty = 0.095$ ,  $Re_B = 1.3 \times 10^7$   
(実験: Matsuda et al. <sup>20)</sup>)

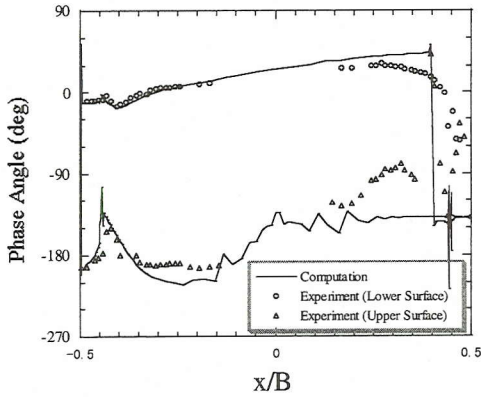


図-18 変動圧力の位相差の比較 長大橋箱桁  
ねじれ振動:  $\alpha(t) = 3^\circ + 1^\circ \sin(\omega t)$   
 $k = fB/U_\infty = 0.095$ ,  $Re_B = 1.3 \times 10^7$   
(実験: Matsuda et al. 20)

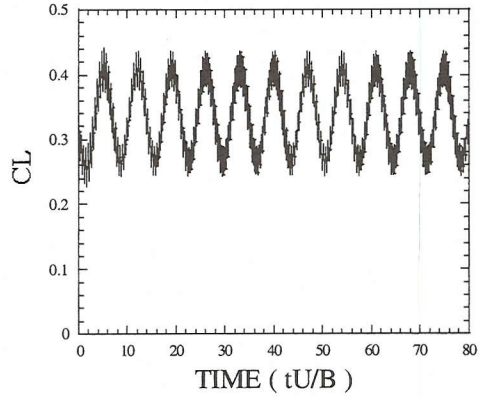


図-19 計算結果の揚力係数の時刻歴  
長大橋箱桁  
ねじれ振動:  $\alpha(t) = 3^\circ + 1^\circ \sin(\omega t)$   
 $k = fB/U_\infty = 0.143$ ,  $Re_B = 1.3 \times 10^7$

的に  $x/B = -0.3$  付近まで上昇を続けるのに対し、実験結果では地覆・高欄の前後で不連続な分布となっている。実験、計算ともに  $x/B = -0.3$  付近で変動圧力係数が極大となることは同じであるが、極大値は計算結果の方が大きめの値となっている。地覆・高欄位置後方でのこの計算と実験の不一致の原因については、地覆・高欄の影響ということを連想させるものの、現状では明らかではない。 $x/B = -0.2$  付近より後方では再び計算と実験はよく一致している。断面中央より下流で変動圧力係数の値がかなり小さくなる傾向も計算結果はよく捉えている。

下面における変動圧力係数の比較を図-17に示す。前縁側角部やや後方での変動圧力係数のピークの値は計算値の方が小さめの値を示すものの、その他ではほぼ全面にわたって計算結果は実験結果とよく一致している。

ねじれ振動に対する変動圧力の位相分布を図-18に示す。断面中央より上流側では、上下面とも計算結果は実験結果とよく一致している。特に下面での一致は非常によい。断面中央より下流側では両者の一致は上流側ほどよくはないが、実験結果の大きな傾向は捉えているといえる。

以上、本計算は実験から得られた非定常圧力特性を定量的にもほぼ満足できる程度に再現していると言える。

## (2) 非定常空気力

最後に、非定常空気力の計算結果を示す。非定常空気力係数の定義は次式を用いた。

$$L_D = \pi \rho B^3 \omega^2 \left( C_{L\eta} \frac{\eta}{B} + C_{L\theta} \theta \right) \quad (17)$$

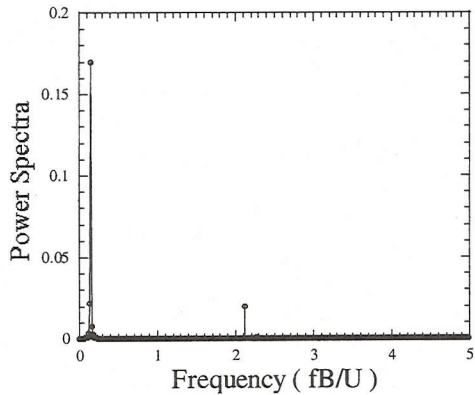


図-20 計算結果の揚力変動のパワー・スペクトル  
長大橋箱桁  
ねじれ振動:  $\alpha(t) = 3^\circ + 1^\circ \sin(\omega t)$   
 $k = fB/U_\infty = 0.143$ ,  $Re_B = 1.3 \times 10^7$

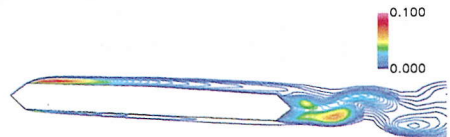


図-21 計算結果の瞬間の乱れエネルギーの分布  
( $\alpha = 3^\circ$ , upstroke)  
ねじれ振動:  $\alpha(t) = 3^\circ + 1^\circ \sin(\omega t)$   
 $k = fB/U_\infty = 0.143$ ,  $Re_B = 1.3 \times 10^7$



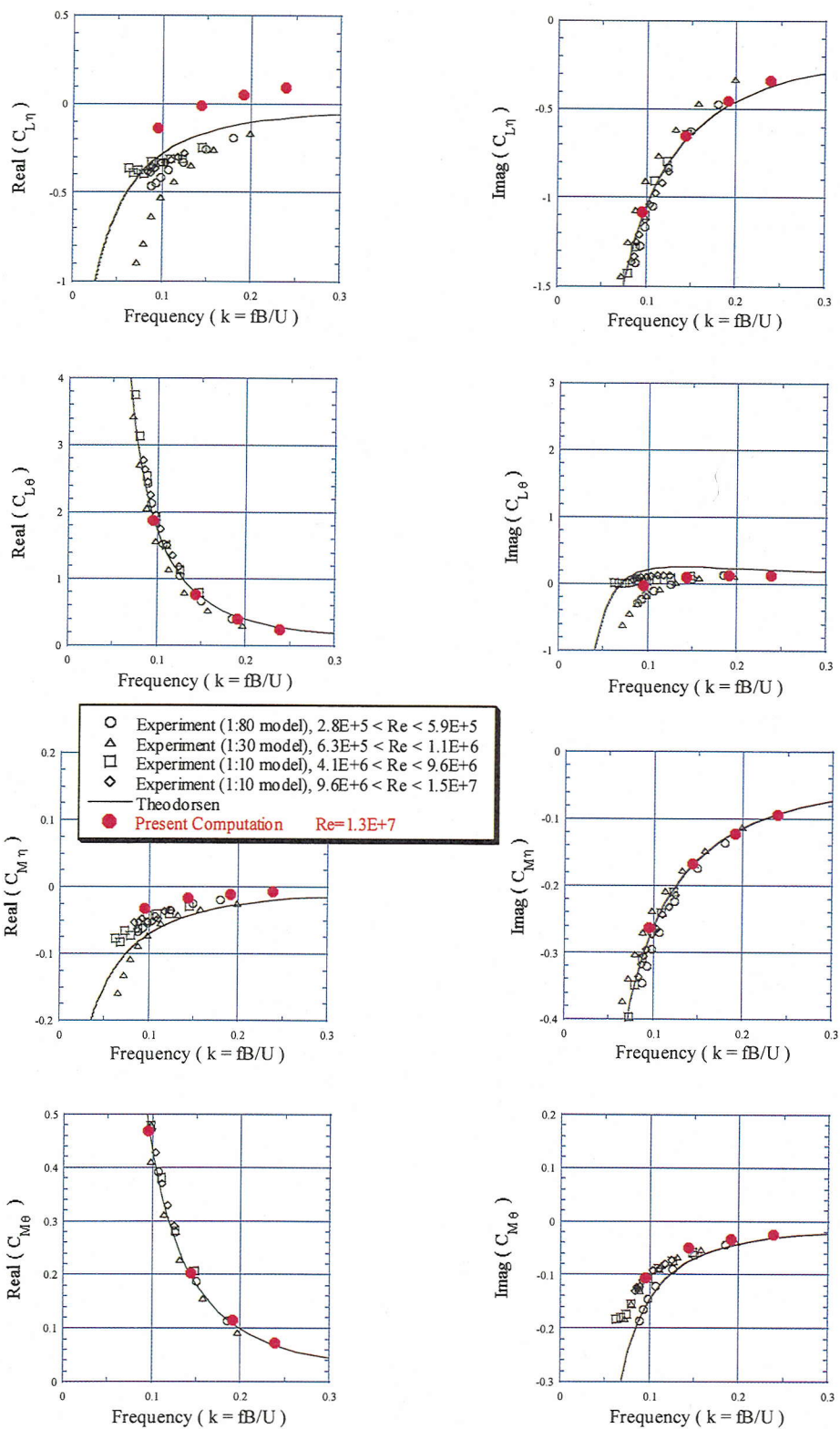


図-22 非定常空気力係数の比較 長大橋桁断面

$\alpha = 3^\circ$  ,  $\eta/B = 0.01$  ,  $\theta = 1^\circ$   
 (実験: Matsuda et al. 20)

$$M_D = \pi \rho B^4 \omega^2 \left( C_{M\eta} \frac{\eta}{B} + C_{M\theta} \theta \right) \quad (18)$$

ここで、記号は通常の定義に従っている。1自由度のたわみ振動および1自由度のねじれ振動の計算を行い、計算結果の揚力および空力モーメントから上記の非定常空気力係数を求め、実験結果と比較した。

計算条件を以下に記す。迎角は  $\alpha = 3^\circ$  である。振動振幅は Matsuda らの実験に従い、たわみ振動について  $\eta/B = 0.01$ 、ねじれ振動について  $\theta = 1^\circ$  とした。無次元振動数は、たわみ振動及びねじれ振動のそれぞれについて  $k = fB/U_\infty = 0.095, 0.14, 0.19, 0.24$  ( $K = \omega B/2U_\infty = 0.30, 0.45, 0.60, 0.75$ に対応) の4ケースとした。 $Re$ 数は全てのケースで一定(前節と同じ  $Re_B = 1.3 \times 10^7$ )とした。これは、Matsuda らが図-13の断面に対する非定常空気力係数について  $Re$ 数依存性が小さいと述べているためである。前節の計算同様、振動状態の計算は断面固定の計算結果を初期条件として行ったが、この初期条件は全てのケースで共通とした。時間刻みを  $\Delta t U_\infty/B = 0.01$  とし、非定常空気力係数の算出は振動数および振動の種類に関係なく全て、振動開始直後からの8192ステップ分 ( $t U_\infty/B = 0.01 \sim 81.92$ )の空気力係数 ( $C_L, C_M$ )の時系列データを用いて行った。

空気力係数の計算例として、 $k = fB/U_\infty = 0.143$ のねじれ振動時の揚力係数の時刻歴を図-19に、また、その揚力変動のパワー・スペクトルを図-20に示す。ねじれ運動による成分 ( $fB/U_\infty = 0.14$ )に、高周波成分 ( $fB/U_\infty = 2.1$ )が載っているのが認められる。Matsuda ら<sup>20)</sup>の熱線風速計を用いた計測によれば、断面固定の状態では  $Re_B = 1.3 \times 10^7$ におけるストローハル数は  $\alpha = 0^\circ$ で  $St = fB/U_\infty = 2.1$ 、 $\alpha = 3^\circ$ では  $St = 2.3$ であった。これにより、図-19, 20での高周波成分がストローハル成分であることがわかる。図-21に計算結果の瞬間の乱れエネルギー分布を示すが、これには後縁からの渦放出が明瞭に認められる。計算結果の動画からは、ねじれ運動とはほとんど独立に後縁から規則的な渦放出が行われる様子が見て取れた。

図-22に本計算結果の非定常空気力係数を Matsuda らの実験結果<sup>20)</sup>と比較して示す。全ての係数について本計算結果は実験結果とよく一致しているといえる。

## 6. おわりに

Menter の  $k-\omega$  SST モデルを用いた2次元 RANS 計算を最も基本的な形状の偏平箱桁断面に関する非定常圧力・非定常空気力の予測に適用し、風洞実験結果とよく一致する結果を得た。これにより本解析法が長大橋非定常空気力の予測手法として有望であることが確

認できた。また、翼型のケースについてはあるが、本解析法の有限振幅振動時の有効性についても確認することができた。今後は、他の(超)長大橋断面、特に2箱桁断面等に対する適用性の検討が課題である。

## 参考文献

- 1) 平野廣和, 丸岡晃, 井上浩男: 箱桁橋の耐風安定性検討への数値流体解析の適用, 第13回風工学シンポジウム論文集, pp. 561-566, 1994年.
- 2) Kuroda, S.: An application of Navier-Stokes simulation in bridge aerodynamics, in Proc. Int. Symp. on Advances in Bridge Aerodynamics, (Larsen, A. & Esdahl, S. ed.) Balkema, Rotterdam, pp. 337-347, 1998.
- 3) 枝元勝哉, 丸岡晃, 米田昌弘: 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, 土木学会論文集, No. 619/I-47, pp. 47-58, 1999年4月.
- 4) 川本英樹, 吉田秀則, 尾上圭巳: 橋桁断面まわり流れ解析への2次元定常乱流解析の適用, 土木学会第54回年次学術講演会講演概要集1-B, pp. 748-749, 1999年9月.
- 5) Jenssen, C.B. and Kvamsdal, T.: Computational methods for FSI-simulations of slender bridges on high performance computers, in Proc. Int. Symp. on Computational Methods for Fluid-Structure Interaction, (Kvamsdal et al. ed.) Tapir Publishers, pp. 31-40, 1999.
- 6) 白井秀治, 与口正敏, 植田利夫, 山口映二: 長大吊橋断面の空気力特性に関する数値流体解析, 平成11年非定常空気力懇談会, 1999年7月.
- 7) Bardina, J.E., Huang, P.G. and Coakley, T.J.: Turbulence Modeling Validation, Testing and Development." NASA Technical Memorandum 110446, 1997.
- 8) Launder, B.E. and Sharma, B.I.: Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc, *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol. 1, No. 1, pp. 131-138, 1974.
- 9) Wilcox, D.C.: Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advance Turbulence Models, *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 11, pp. 1299-1310, 1988.
- 10) Spalart, P.R. and Allmaras, S.R.: A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA 92-0439, 1992.
- 11) Menter, F.R.: Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605, 1994.
- 12) 森島弘吉, 雪野昭寛, 木村吉郎, 井上浩男: 大振幅非定常空気力測定装置の開発(第二報), 日本風工学会誌第79号, pp. 67-68, 1999年4月.
- 13) Larsen, A. and Walther, J.H.: Aeroelastic analysis of bridge girder sections based on discrete vortex simulations, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 67&68, pp. 253-265, 1997.
- 14) 平野廣和, 渡邊茂, 丸岡晃, 林健一, 池ノ内昌弘: 偏平箱桁断面の空力応答特性に関する流体と構造との連成

- 解析, 構造工学論文集, Vol. 43A, pp. 395-402, 1997年3月.
- 15) 加藤真志: 修正生産項  $k-\epsilon$  を用いた静止・振動角柱まわりの二次元流れ解析, 土木学会論文集, No. 577/I-41, pp. 217-230, 1997年10月.
  - 16) 嶋田健司, 孟岩: 矩形断面柱の空力特性と  $B/D=2$  断面柱の空力弾性振動の  $k-\epsilon$  モデルによる数値解析, 第15回風工学シンポジウム論文集, pp. 161-166, 1998年.
  - 17) 嶋田健司, 石原孟:  $B/D=4$  二次元矩形断面柱の渦励振の  $k-\epsilon$  モデルによる数値解析, 平成11年非定常空気力懇談会, 1999年7月.
  - 18) Walker, J.M., Helin, H.E. and Strickland, J.H.: An Experimental Investigation of an Airfoil Undergoing Large-Amplitude Pitching Motions, *AIAA Journal*, Vol. 23, No. 8, pp. 1141-1142, 1985.
  - 19) McAlister, K.W., Pucci, S.L. and McCroskey, W.J.: An Experimental Study of Dynamic Stall on Advanced Airfoil Sections, NASA Technical Memorandum 84245, 1982.
  - 20) Matsuda, K., Cooper, K.R., Tanaka, H., Tokushige, M. and Iwasaki, T.: An investigation of Reynolds number effects on the steady and unsteady aerodynamic forces on a 1:10 scale bridge deck section model, in Proc. 10th Int. Conf. on *Wind Engineering*, (Larsen, A. et al. ed.) Balkema, Rotterdam, pp.971-978, 1999.
  - 21) Rogers, S.E. and Kwak, D.: Upwind Differencing Scheme for the Time-Accurate Incompressible Navier-Stokes Equations, *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 2, pp. 253-262, 1990.
  - 22) Rai, M.M.: Navier-Stokes Simulations of Blade-Vortex Interaction Using High-Order Accurate Upwind Schemes, *AIAA* 87-0543, 1987.
  - 23) Steger, J.L.: Implicit Finite-Difference Simulation of Flow about Arbitrary Two-Dimensional Geometries, *AIAA Journal*, Vol. 16, No. 7, pp. 679-686, 1978.
  - 24) Menter, F.R.: Improved Two-Equation  $k-\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows, NASA Technical Memorandum 103975, 1992.
  - 25) Kato, M. and Launder, B.E.: The modelling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders, 9th Symp. on *Turbulent Shear Flows*, 1993.
  - 26) Jones, W.P. and Launder, B.E.: The Calculation of Low-Reynolds-Number-Phenomena with a Two-Equation Model of Turbulence, *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 16, pp.1119-1130, 1973.
  - 27) Coles, D.E. and Hirst, E.A.: *Computation of Turbulent Boundary Layers - 1968 AFOSR-IFP-Stanford Conference*, Vol. II, Stanford Univ. Press, Stanford, CA., 1969.
  - 28) Coles, D. and Wadcock, A.J.: Flying-Hot-Wire Study of Flow Past an NACA4412 Airfoil at Maximum Lift, *AIAA Journal*, Vol: 17, No. 4, pp. 321-329, 1979.
  - 29) Rogers, S.E., Wiltberger, N.L. and Kwak, D.: Efficient Simulation of Incompressible Viscous Flow over Single and Multielement Airfoils, *J. Aircraft*, Vol. 30, No. 5, pp. 736-743, 1993.
  - 30) Steger, J.L. and Chaussee, D.S. (1980). "Generation of Body-Fitted Coordinates using Hyperbolic Partial Differential Equations." *J. Sci. Stat. Comput.*, Vol. 1, No. 4, pp. 431-437, 1980.
  - 31) Strickland, J.H. and Graham, G.M.: Force Coefficients for a NACA0015 Airfoil Undergoing Constant Pitch Rate Motions, *AIAA Journal*, AIAA, Vol. 25, No. 4, pp. 622-624, 1987.

(1999. 11. 4 受付)

## NUMERICAL COMPUTATION OF UNSTEADY AERODYNAMIC FORCES FOR LONG-SPAN BRIDGE WITH TWO-EQUATION TURBULENCE MODEL

Shinichi KURODA

As a first step to evaluate the applicability of the two-dimensional RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) simulation to the prediction of unsteady aerodynamic forces for long-span bridges, the  $k-\omega$  SST turbulence model has been newly implemented in the 2D flow code. The newly developed code was validated using cases for unsteady flowfields around airfoils undergoing large-amplitude motions. It was then applied to compute the unsteady aerodynamic forces for a long-span bridge with shallow hexagonal cross section. Fairly good agreement was obtained between numerical results and experimental data. It indicated that the application of the present method to the prediction of unsteady aerodynamic forces for long-span bridges is quite promising.